

REGGE-SCHNITTE IN DER PHOTOPRODUKTION
GELADENER π -MESONEN

DISSERTATION

eingereicht beim

Fachbereich Physik der

Freien Universität Berlin

von

Peter Kroll

(Berlin)

1971

REGGE-SCHNITTE IN DER PHOTOPRODUKTION
GELADENER π -MESONEN

DISSERTATION

eingereicht beim

Fachbereich Physik der
Freien Universität Berlin

von

Peter Kroll
(Berlin)



Gutachter: Prof. Dr. K. H. Mütter - Prof. Dr. F. Penzlin

Tag der mündlichen Prüfung: 1. 7. 1971

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Kinematik
3. Bemerkungen zu den Daten
4. Das Absorptionsmodell
5. Das Eikonalmmodell
6. Zusammenfassung

Anhang A: Die invariante Zerlegung von Ball

Anhang B: Zusammenhang zwischen Helizitätsamplituden
und invarianten Funktionen

Anhang C: Das Faktorisierungstheorem und die R-Trajektorie



Digitized by the Internet Archive
in 2026

1. Einleitung

In den letzten Jahren erschienen eine Reihe von Arbeiten,¹⁾ in denen versucht wurde, die Photoproduktion geladener π -Mesonen im Rahmen des Regge-Pol-Modells zu beschreiben. Der beobachtete scharfe Vorwärtsspeak der differentiellen Wirkungsquerschnitte wird in diesen Modellen durch Conspiration zwischen dem Pionenaustausch und einem Paritätspartner erzeugt. Für kleine Impulsüberträge haben Ball et al, sowie Henyey¹⁾ die π^+ -Produktion mit solchen Conspirator-Modellen gut fitten können. Jedoch hat das π -Residuum eine für Regge-Pol-Modelle ungewöhnlich starke t-Abhängigkeit.

Bei größeren Impulsüberträgen und gleichzeitiger Beschreibung von π^+ - und π^- -Erzeugung sind weitere Trajektorien, vor allem die ρ -Trajektorie, notwendig. Als problematisch erweist sich dabei aber die starke Energieabhängigkeit dieser Beiträge und die Nullstelle der ρ -Trajektorie. Das letztere Problem wird dabei meist umgangen, indem für die ρ -Trajektorie der Mandelstam-Wang-Mechanismus²⁹⁾ angenommen wird.

Da die Conspirator-Modelle über die Faktorisierung zu Schwierigkeiten in anderen Prozessen führen (z. B. $\pi\rho \rightarrow \rho\Delta$) wurden von einer Reihe von Autoren²⁾³⁾ Modelle vorgeschlagen, bei denen der Vorwärtsspeak durch Interferenz der (evasive) π -Trajektorie mit einem selbstkonspirierenden, nicht-faktorisierendem Term erzeugt wird. Dieser Term kann seine Ursache in fixed poles, Regge-cuts oder absorptiven Korrekturen

haben. So können z. B. Froyland und Gordon²⁾ alle vorhandenen Daten mit Hilfe von Regge-Schnitten befriedigend fitten. Sie benötigen dazu allerdings 22 Parameter.

In dieser Arbeit soll nun versucht werden die Daten mit Hilfe von absorptiven Korrekturen bzw. Regge-Schnitten - die mit dem Eikonalformalismus erzeugt werden - zu beschreiben. Es soll dabei nicht darauf ankommen, einen möglichst guten Fit zu erstellen, sondern allein darauf zu prüfen, ob die genannten Modelle die wesentlichen Strukturen wiedergeben.

Bei der Erzeugung der absorptiven Korrekturen bzw. Schnittbeiträge wird das Regge-Pol-Modell für die invarianten Funktionen^{4) 5)} zugrunde gelegt. Da die invarianten Funktionen frei von kinematischen Singularitäten und Relationen sind, genügen sie der Mandelstam-Darstellung, sofern diese für die Streumatrixelemente gilt. Sie können also wie im spinlosen Fall reggesiert werden. Die Identifikation der Pole in den Partialwellenamplituden der invarianten Funktionen erfolgt über den Zusammenhang mit t-Kanal Partialwellenamplituden (siehe (B 8) u. (B 9)).

Vorteile des Modells sind

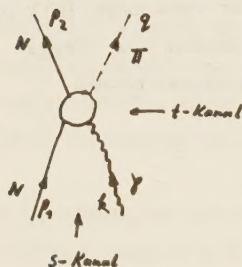
- 1) zu jeder Trajektorie gehört nur eine Residuenfunktion, so daß die Zahl der freien Parameter geringer als bei den konventionellen Regge-Modellen ist.
- 2) Das Faktorisierungstheorem ist automatisch erfüllt. Dies führt zu einer Identifizierung von Regge-Polen in den invarianten Funktionen der π N-, NN-Streuung und der Photo-produktion.

Der Zusammenhang zwischen den t-Kanal-Helizitätsamplituden und den invarianten Funktionen (siehe (B 7)) zeigt, daß Pole in

den letzteren Resonanzmultipletts erzeugen. Diesen Multipletts können auch Resonanzen verschiedener Parität angehören. In einem solchen Fall hat der erzeugende Pol hochenergetisch das Verhalten eines Conspirators. Speziell hat ein Pol in C_3 das Verhalten eines class-III-Conspirators. Mütter und Tränkle⁵⁾ haben in ihrem Modell diesen Conspirator verwendet. Hier soll nun geprüft werden, ob absorptive Korrektoren bzw. Regge-Schnitte die Rolle des Conspirators übernehmen können.

2) Kinematik

Bei der Beschreibung der Photoproduktion von π -Mesonen ist es üblich die folgenden kinematischen Größen zu verwenden:



$$\begin{aligned} s &= (k + p_1)^2 \\ t &= (k - q)^2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$p_1^2 = p_2^2 = M^2$$

$$k^2 = 0$$

$$q^2 = \mu^2$$

Der Streuwinkel zwischen Photon und Pion im Schwerpunktsystem (SS) ist

$$\cos \vartheta = \frac{1}{2|\vec{k}||\vec{q}|} \left\{ t - \mu^2 + 2|\vec{k}| \sqrt{\mu^2 + |\vec{q}|^2} \right\} \quad (2.2)$$

Für die Beträge der Dreierimpulse gelten im SS die Beziehungen:

$$|\vec{k}| = \frac{1}{2\sqrt{s}} (s - M^2) \quad (2.3)$$

$$|\vec{q}| = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{[s - (M + \mu)^2][s - (M - \mu)^2]}$$

Der Zusammenhang zwischen der Photonenergie E_γ^L , bzw. dem Betrag des Dreierimpulses k_L im Laborsystem und s ist:

$$E_\gamma^L = k_L = \frac{1}{2M} (s - M^2) \quad (2.4)$$

Die Amplitude für diesen Prozeß ist

$$T = \epsilon_\mu T^\mu$$

wobei ϵ_μ der Polarisationsvektor des Photons ist.

Eine geeignete invariante Zerlegung von T^μ - ohne Berücksichtigung der Eichinvarianz und Transversalität - ist⁵⁾:

$$T^\mu = \sum_{i=1}^8 C_i(s, t, k^2) \bar{u}(p_1, s_1) Q_{i\mu}(p_1, p_2, k) u(p_2, s_2) \quad (2.5)$$

mit

$$\begin{aligned} Q_{1\mu} &= \gamma_5 \gamma_\mu & Q_{5\mu} &= -2i\gamma_5 P_\mu \\ Q_{2\mu} &= \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\sigma\tau} \gamma_\nu P_\sigma k_\tau & Q_{6\mu} &= \frac{1}{2} i \epsilon_{\mu\nu\sigma\tau} \gamma_\nu \gamma_5 P_\sigma \\ Q_{3\mu} &= \frac{1}{2} i \epsilon_{\mu\nu\sigma\tau} \gamma_\nu \gamma_5 k_\tau & Q_{7\mu} &= \gamma_5 (\gamma_\mu k_\nu - k_\mu \gamma_\nu) \\ Q_{4\mu} &= \gamma_5 (\gamma_\mu k_\nu - k_\mu \gamma_\nu) & Q_{8\mu} &= i\gamma_5 k_\mu \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$P = p_1 - p_2 \quad \epsilon_{\mu\nu} = \frac{i}{2} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$$

$$Q = \frac{1}{2} (p_1 + p_2)$$

Für spätere Zwecke ist es günstig die Zerlegung für virtuelle Photonen durchzuführen ($k^2 \neq 0$). Die invarianten Funktionen C_i sind frei von kinematischen Singularitäten, wie der Vergleich mit den Ball'schen invarianten Funktionen zeigt (siehe Anhang A). Die letzteren genügen, wie Ball⁶⁾ gezeigt hat, der Mandelstamdarstellung.

Die Transversalität

$$\epsilon k = 0$$

liefert

$$Q_8 \epsilon = 0 \quad Q_7 \epsilon = -k^2 Q_1 \epsilon$$

(2.7)

Die Invarianz der Photoproduktionsamplitude gegen Eichtransformationen liefert zwei Relationen zwischen den invarianten Funktionen:

$$\begin{aligned} G_1 &= 0 \\ P_A G_5 + Q_A G_6 &= 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

Für physikalische Photonen bleiben also nur die 4 invarianten Funktionen C_2 , C_3 , C_4 und C_5 übrig. Diese hängen mit den CGLN-invarianten Funktionen A_i wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} G_2 &= -2A_4 & G_5 &= -g_A A_2 = \frac{1}{2}(1+\tau^2)A_2 \\ G_3 &= A_1 & G_6 &= -A_3 \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die invarianten Funktionen sind des weiteren 2x2-Matrizen im Isospinraum der Nukleonen:

$$G_i = G_i^{(1)} \delta_{a3} + G_i^{(2)} \frac{1}{2} [\tau_a, \tau_3] + G_i^{(3)} \tau_a \quad (2.10)$$

(a ist die Isospinkomponente des Pions). Für die Erzeugung geladener Pionen gilt im besonderen:

$$\begin{aligned} \gamma p \rightarrow \pi^+ n : \quad G_{i, \pi^+} &= \sqrt{2} (G_i^{(1)} + G_i^{(3)}) \\ \gamma n \rightarrow \pi^- p : \quad G_{i, \pi^-} &= \sqrt{2} (G_i^{(1)} - G_i^{(3)}) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Aus dem Verhalten des elektromagnetischen Stromes unter der G-Paritätsoperation folgt, daß zur Isovektoramplitude nur Regge-Pole mit $I^G = 1^-$ und zur isoskalaren Amplitude nur Pole mit $I^G = 0^-$ beitragen können.

Es ist bequem Wirkungsquerschnitte und Polarisationen durch die folgenden Größen auszudrücken:

$$\begin{aligned}
 \Sigma_{\perp} &= \frac{1}{16\pi} \left\{ |s\zeta_3^{(\pi)}|^2 + |s\zeta_3^{(\pi^*)}|^2 - \epsilon_3 |s\zeta_2^{(\pi)}|^2 - \epsilon_4 |s\zeta_2^{(\pi^*)}|^2 \right. \\
 \Delta_{\perp} &= \frac{1}{16\pi} \left\{ 2s^2 \operatorname{Re}(\zeta_3^{(\pi)} \zeta_3^{(\pi^*)}) - \epsilon_2 s^2 \operatorname{Re}(\zeta_2^{(\pi)} \zeta_2^{(\pi^*)}) \right\} \\
 \Sigma_{\parallel} &= \frac{1}{16\pi} \left\{ |s\zeta_3^{(\pi)} + \frac{\epsilon_4}{1-\epsilon_4} s\zeta_6^{(\pi)}|^2 + |s\zeta_3^{(\pi^*)} + \frac{\epsilon_4}{1-\epsilon_4} s\zeta_6^{(\pi^*)}|^2 \right. \\
 &\quad \left. - \epsilon_1 |s\zeta_4^{(\pi)}|^2 - \epsilon_1 |s\zeta_4^{(\pi^*)}|^2 \right. \\
 \Delta_{\parallel} &= \frac{1}{16\pi} \left\{ 2s^2 \operatorname{Re} \left[\left(\zeta_3^{(\pi)} + \frac{\epsilon_4}{1-\epsilon_4} \zeta_6^{(\pi)} \right) \left(\zeta_3^{(\pi^*)} + \frac{\epsilon_4}{1-\epsilon_4} \zeta_6^{(\pi^*)} \right)^* \right] \right. \\
 &\quad \left. - 2s^2 \operatorname{Re}(\zeta_4^{(\pi)} \zeta_4^{(\pi^*)}) \right\}
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

Denn dann gilt:

Diff. Wirkungsquerschnitt für π^+ -Erzeugung mit senkrecht
bzw. parallel zur Erzeugungsebene polarisierten Photonen:

$$s^2 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+) = \Sigma_{\perp, \parallel} + \Delta_{\perp, \parallel} \tag{2.13}$$

Diff. Wirkungsquerschnitt für π^+ -Erzeugung mit unpolarisierten Photonen:

$$s^2 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+) = \Sigma_{\perp} + \Delta_{\perp} + \Sigma_{\parallel} + \Delta_{\parallel} \tag{2.14}$$

Verhältnis der diff. Wirkungsquerschnitte von π^- - und π^+ -Erzeugung:

$$R = \frac{\Sigma_{\perp} - \Delta_{\perp} + \Sigma_{\parallel} - \Delta_{\parallel}}{\Sigma_{\perp} + \Delta_{\perp} + \Sigma_{\parallel} + \Delta_{\parallel}} \tag{2.15}$$

Asymmetrieverhältnis für polarisierte Photonen:

$$A(\pi^+) = \frac{\Sigma_{\perp} + \Delta_{\perp} - \Sigma_{\parallel} - \Delta_{\parallel}}{\Sigma_{\perp} + \Delta_{\perp} + \Sigma_{\parallel} + \Delta_{\parallel}} \tag{2.16}$$

$$A(\pi^-) = \frac{\Sigma_{\perp} - \Delta_{\perp} - \Sigma_{\parallel} + \Delta_{\parallel}}{\Sigma_{\perp} - \Delta_{\perp} + \Sigma_{\parallel} - \Delta_{\parallel}} \tag{2.17}$$

Außerdem wurde noch die Asymmetrie bei polarisiertem Target für π^+ -Erzeugung gemessen:

$$T \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi} \sqrt{-t} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{2} \zeta_3^* \zeta_2 - \left(\zeta_3 + \frac{t}{t-p^2} \zeta_4 \right)^* \zeta_1 \right\} \quad (2.18)$$

Die Polarisation des auslaufenden Nukleons senkrecht zur Erzeugungsebene ist:

$$P \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi} \sqrt{-t} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{2} \zeta_3^* \zeta_2 + \left(\zeta_3 + \frac{t}{t-p^2} \zeta_4 \right)^* \zeta_4 \right\} \quad (2.19)$$

3) Bemerkungen zu den Daten

Aus den gemessenen Größen $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+)$, R , $A(\pi^+)$ und $A(\pi^-)$ (8) 9) 10) 11) 12) 13) 14) 15) 16) können die in (2.12) definierten Größen ξ_L, Δ_L, ξ_H und Δ_H berechnet werden:

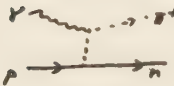
$$\begin{aligned}\xi_{L,H} &= s^2 \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+) \{ 1 \pm A(\pi^+) + R \pm RA(\pi^-) \} \\ \Delta_{L,H} &= s^2 \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+) \{ 1 \pm A(\pi^+) - R \pm RA(\pi^-) \}\end{aligned}\quad (3.1)$$

Die Bilder 1 bis 4 zeigen diese vier Größen bei $k_L = 3.4$ GeV. Da $s^2 \frac{d\sigma}{dt}$ und R nur schwach energieabhängig sind, sollten diese Größen auch bei höheren Energien etwa dieses Verhalten zeigen.

Eigenschaften:

a) $\xi_L = \xi_H$ bei $t = 0$ und $\xi_H \approx 0$ bei $t = -\mu^2$

Dies kann erklärt werden durch Kompensation zwischen einem schwach veränderlichen Beitrag zu $C_3^{(-)}$ und dem elementaren Pion-Austausch der über die Eichinvarianzrelation (2.8) zu $C_6^{(-)}$ beiträgt:



$$s \zeta_6^{(-)} \text{Born} = -e g \quad \text{für } s \rightarrow \infty \quad (3.2)$$

Der π -Pol spielt deshalb die entscheidende Rolle, weil er bei $t = 0$ keinen Beitrag liefert und bei $t = -\mu^2$ $131 \mu^2$ GeV² in $s^2 \frac{d\sigma}{dt}$ beiträgt.

(Experimenteller Wert $\approx 150 \mu^2$) Da der Bornbeitrag reell ist, sollte dies im wesentlichen auch für $C_3^{(-)}$ gelten. Es ergibt sich dann:

$$\begin{aligned}t=0: \quad s^2 \frac{d\sigma}{dt}_L &= s^2 \frac{d\sigma}{dt}_H = \frac{1}{4\pi} |s \zeta_3^{(-)}|_{t=0}^2 \\ t=-\mu^2: \quad s^2 \frac{d\sigma}{dt}_L &\approx \frac{1}{4\pi} |s \zeta_3^{(-)}|_{t=-\mu^2}^2 \\ s^2 \frac{d\sigma}{dt}_H &\approx \frac{1}{4\pi} |s \zeta_3^{(-)} + s \zeta_6^{(-)}|^2 \approx 0\end{aligned}\quad (3.3)$$

Dieser Mechanismus erklärt gleichzeitig, daß $A(\pi^+)$ ungefähr 1 bei $t = -\frac{1}{2}$ ist.

Für einen reggesierten Pion-Beitrag mit flacher Trajektorie - wie es die schwache Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte fordert - gilt diese Aussage ebenfalls.

Die verschiedenen Modelle für die Photoproduktion unterscheiden sich im wesentlichen durch die Erzeugung des Beitrages in $C_3^{(-)}$. (Fixed poles, bzw. electric Born-term, conspiracy, cuts).

- b) $\Delta_1, \Delta_4 \approx 0$ bei $t = 0$ ($R \approx 1$)

Bei $t = 0$ kann es also keine starken Beiträge mit G-Parität + geben, außer wenn sie zufällig um 90° phasenverdrehen gegenüber den Beiträgen mit G-Parität - sind. Dieser Fall ist aber unwahrscheinlich und in Regge-cut-Modellen auch kaum zu erfüllen.

- c) Das ausgeprägte Maximum von Δ_1 deutet daraufhin, daß es Beiträge zu $C_2^{(-)}$ und $C_2^{(0)}$ gibt. Da ihr Beitrag zu Δ_1 bei $t = 0$ aus kinematischen Gründen verschwindet, ergibt sich kein Widerspruch zu b).

Ein weiterer Hinweis auf Beiträge zu C_2 ist die große Asymmetrie $T^{(17)}$ bei polarisiertem Target.

- d) Da Δ_1 nicht identisch verschwindet und speziell ein Minimum bei $t \approx -\frac{1}{2}$ besitzt, sollte es kleine Beiträge zu $C_6^{(0)}$ und (oder) $C_3^{(0)}$ geben.

In erster Näherung können diese Beiträge aber vernachlässigt werden.

- e) Starke Beiträge zu C_4 würden wegen der enormen t -Abhängigkeit von $C_3 + \frac{1}{t}, C_4$ zu einer Struktur von T in der Umgebung von $t = -\frac{1}{2}$ führen. Diese experimentell fehlende Struktur

tur, sowie die Kleinheit von $\mathcal{E}_N$ und $\mathcal{O}_N$ für $\sqrt{s} \geq 0.2 \text{ GeV}$ lassen den Schluß zu, daß Beiträge zu C_4 - für nicht zu große t -Werte - vernachlässigbar sind. $C_4 \approx 0$ bedeutet aber, daß die Polarisation P des auslaufenden Nukleons senkrecht zur Erzeugungsebene gleich der Asymmetrie T ist. Eine Messung von P wäre also interessant.

4) Das Absorptionsmodell

Die Absorption - als Folge der starken Wechselwirkung - wird berücksichtigt¹⁸⁾ durch die Ersetzung der Partialwellen der inelastischen Streuung $f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J(\sqrt{s})$ durch:

$$e^{i\delta_{\lambda, J}(\sqrt{s})} f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J(\sqrt{s}) e^{i\delta_{\lambda', J}(\sqrt{s})} \quad (4.1)$$

Dabei sind $\delta_{\lambda, J}$ und $\delta_{\lambda', J}$ die Streuphasen der elastischen Streuung im Ein- und Ausgangskanal.

Für große Energien, d. h. wenn viele Partialwellen beitragen, und kleine Streuwinkel kann die Summe über die Partialwellen:

$$f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J = \sum_J (2J+1) e^{i\delta_{\lambda, J}} f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J e^{i\delta_{\lambda', J}} d_{\nu', \lambda'; \nu, \lambda'}^J(\infty, \vartheta) \quad (4.2)$$

unter Verwendung der Formel:

$$d_{m', m}^J(z) \approx (-1)^{m'-m} \left(\frac{1+z}{2}\right)^{\frac{m'-m}{2}} J_{m'-m}(\sqrt{2J(J+1)(1-z)}) \quad (4.3)$$

(1-z) < 1

durch eine Integration ersetzt werden: ($H_{\min} = \eta_{\lambda, J}^2/s \approx 0$)

$$f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J = \frac{2}{s} \int_0^\infty db b J_{\lambda, J}(b/\sqrt{s}) e^{i\delta_{\lambda, J}(b)} f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J(b) e^{i\delta_{\lambda', J}(b)} \quad (4.4)$$

mit

$$\Delta\lambda = |\nu'' - \lambda'' - \nu' + \lambda'|$$

und

$$J + \frac{1}{2} = kb \approx \frac{s}{\sqrt{s}} b$$

($J_{\lambda, J}$ sind die Besselfunktionen 1. Art)

Für die unmodifizierte Helizitätsamplitude $f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J$ der inelastischen Streuung wird ein Regge-Ansatz gemacht, so daß

$f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J(b)$ die Fourier-Bessel-Transformierte einer Regge-Amplitude ist:

$$f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J(b) = \frac{2}{s} \int_0^\infty d\sqrt{s'} d\sqrt{s'} J_{\lambda, J}(b/\sqrt{s'}) f_{\nu, \lambda'; \nu', \lambda'}^J(s') \quad (4.5)$$

Für die elastische Streuung wird angenommen, daß sie im wesentlichen durch eine rein imaginäre Helizitätsnonflip-Amplitude beschrieben wird:

$$f_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{elast} = i \frac{s \epsilon_{1,2}}{8\pi} e^{\frac{i}{2} \alpha t} \quad (4.6)$$

$\frac{2}{i} (e^{2i\delta(b)} - 1)$ ist dann wieder die Fourier-Bessel-Transformierte von $f_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{elast}$:

$$\frac{2}{i} (e^{2i\delta(b)} - 1) = \frac{2}{s} \int_0^\infty \sqrt{t} d\sqrt{t} J_0(b\sqrt{t}) \frac{is \epsilon_{1,2}}{8\pi} e^{\frac{i}{2} \alpha t} \quad (4.7)$$

oder:

$$e^{i\delta(b)} = \sqrt{1 - \zeta' e^{-b^2/4a}} \quad (4.8)$$

mit dem Absorptionsparameter

$$\zeta' = \frac{\epsilon_{1,2}}{4\pi a} \quad (4.9)$$

a beschreibt die t-Abhängigkeit des Diffraktionspeaks der elastischen Streuung. Da C allein den diffraktiven Anteil der elastischen Streuung beschreiben soll, wird $\epsilon_{1,2}(s)$ durch $\epsilon_{1,2}(\infty)$ ersetzt. C ist dann also eine Konstante. Die Verallgemeinerung auf reggesierte elastische Amplituden geschieht durch die Ersetzung:

$$\frac{t}{2} \alpha \longrightarrow \alpha_p + \alpha_p' (4n \frac{1}{2} s_0 - i \frac{1}{2} \pi) \quad (4.10)$$

(α_p' Anstieg der Pomeranchuk-Trajektorie). Das bedeutet für die π N-Streuung, daß das Pomeron wegen

$$f_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{\pi N} = \frac{n}{4\pi} \{ A + \frac{1}{2} n B \} \quad (4.11)$$

$$f_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{\pi N} = \frac{n}{4\pi} \sqrt{-t} \{ A/n + B \} \underset{s \rightarrow \infty}{\approx} \frac{1}{4\pi} \sqrt{-t} A$$

nur zur invarianten Funktion B beiträgt (s-Kanal-Helizitätserhaltung):

$$sB = d e^{\alpha_p t} \left(\frac{1}{2} s_0 \right)^{\alpha_p(t)} e^{-i \frac{1}{2} \pi \alpha_p(t)} \quad (4.12)$$

$e^{-i\frac{1}{2}\varphi_p(t)}$ ist für kleine Impulsüberträge eine gute Näherung für den üblichen Signaturfaktor

$$\frac{1 + e^{-i\varphi_p(t)}}{\sin \pi \varphi_p(t)}$$

und hat den Vorteil, daß die Fourier-Bessel-Integrale elementar ausgewertet werden können.

Für den in dieser Arbeit betrachteten Prozeß $\rho N \rightarrow \pi N$ ist die elastische Streuung im Ausgangskanal selbstverständlich die πN -Streuung. Im Eingangskanal führt die Berücksichtigung von Vektormesonzwischenzuständen und Vektordominanzvorstellungen ebenfalls zu starker Absorption¹⁹⁾. Die elastische Streuung ist dabei die Vektormeson-Nukleon-Streuung. Zur Isovektoramplitude trägt wegen der Erhaltung der G-Parität nur das ρ -Meson bei, zur isoskalaren Amplitude dagegen das ω und das φ -Meson. Für die elastische ρN -Streuung erwartet man etwa die gleiche Größe und Form des differenzierten Wirkungsquerschnittes wie bei der πN -Streuung. Experimentell ist diese Erwartung gut bestätigt. Für die Isovektoramplitude kann also $e^{i\delta_1^{\rho}(t)} = e^{i\delta_1^{\pi}(t)}$ gesetzt werden.

Über die elastische ωN - und φN -Streuung liegen zu wenige ex-

* Experimentell gibt es folgende Informationen:

Die aus dem Vektordominanz- und dem Quarkmodell folgende Relation

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho p) = \frac{\alpha}{4} \left(\frac{4\pi}{k_s^2} \right) \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \frac{\alpha}{4} \left(\frac{4\pi}{k_s^2} \right) \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) \right) \right\}^2$$

wurde mit $\alpha^2/4\pi = 0.61$ im Bereich von 6 bis 18 GeV von Anderson et al.²⁰⁾ bestätigt. Die aus den gleichen Vorstellungen resultierende Relation zwischen den Phasen der Vorwärtsstreuamplitude

$$\beta_\rho \approx \beta_\pi \approx \beta_\omega \quad (\beta = \arg A(t=0))$$

wurde von Meyer et al.²¹⁾ für Energien von 5 bis 15 GeV bestätigt. Der Asymmetrieparameter $A(\rho) = \frac{\sigma_{\rho^-} - \sigma_{\rho^+}}{\sigma_{\rho^-} + \sigma_{\rho^+}}$ wurde von Ballam et al.²²⁾ und Criegee et al.²³⁾ gemessen. Für Energie von 2 bis 5 GeV ergab sich $A(\rho) \approx 1$. Es gibt also fast nur Beiträge mit natürlicher Parität. In verschiedenen Experimenten, z. B. von Alvensleben et al.²⁴⁾, wurde indirekt der totale Wirkungsquerschnitt zu ungefähr 27 mb bei 4 bis 8 GeV bestimmt, in Übereinstimmung mit der πN -Streuung.

perimentelle Informationen vor. Es wird deshalb angenommen, daß die Absorption der isoskalaren Beiträge durch

$$e^{i(\delta_f(b) + \delta_i(b))} = 1 - \zeta^{(0)} e^{-i\frac{1}{2}\alpha} \quad (4.13)$$

in (4.4) beschrieben wird. α ist dabei der Wert aus der πN -Streuung. $\zeta^{(0)}$ wird als freier Parameter genommen, jedoch sollte $\zeta^{(0)}$ nicht wesentlich größer als 1 sein.

Im folgenden wird mit verschiedenen Ansätzen für die unmodifizierten Amplituden der Photoproduktion versucht, die experimentellen Ergebnisse für große Energien und kleine Streuwinkel wiederzugeben. Die Regge-Ansätze werden dabei so einfach wie möglich gewählt, da es hier - wie in der Einleitung schon gesagt - nicht darauf ankommen soll einen möglichst guten Fit zu erhalten.

Ansatz I

Nach den Bemerkungen in Kapitel 3 werden in jedem Fall die π -Trajektorie und Beiträge zu $C_2^{(-)}$ und $C_2^{(0)}$ benötigt. Die (evasive) π -Trajektorie kann nur zu $C_6^{(-)}$ beitragen. Es wird angesetzt:
 $(v = \frac{1}{h^1})$

$$\pi = \frac{1}{16\pi^2} s \zeta_6^{(-)} \frac{-t}{t-\mu^2} = \frac{-t}{t-\mu^2} c_\pi (v^{d_\pi} + (-v)^{d_\pi}) \quad (4.14)$$

Das Residuum c_π wird dadurch festgelegt, daß infolge der Eichinvarianzrelation (2.8) für große s gilt:

$$\lim_{t \rightarrow \mu^2} s \zeta_6^{(-)} = -e_3 \quad (4.15)$$

(g π N-Kopplungskonstante) Es ergibt sich

$$c_\pi = -\frac{e_3}{8\pi^2} = -2.28 \sqrt{6} G_V \quad (4.16)$$

Kandidaten für $C_2^{(-)}$ und $C_2^{(0)}$ sind die A_2 - und die ρ -Trajektorie. Für die ρ -Trajektorie ist dies im Rahmen des Regge-Pol-Modells für die invarianten Funktionen die einzige Möglichkeit, da C_2 mit der π N-Amplitude B korrespondiert⁵⁾ und zu B die ρ -Trajektorie beitragen muß, wie die Analyse des Ladungstauschprozesses $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$ zeigt²⁵⁾.

$$A_2 = \frac{1}{16\pi^2} \sqrt{-t} s \zeta_2^{(-)} A_2 = \sqrt{-t} c_{A_2} (v^{d_{A_2}} + (-v)^{d_{A_2}}) \\ \rho = \frac{1}{16\pi^2} \sqrt{-t} s \zeta_3^{(0)} = \sqrt{-t} c_\rho (v^{d_\rho} + (-v)^{d_\rho}) \quad (4.17)$$

Die Pole bei den Massen der Teilchen sind fortgelassen um die elementare Auswertung der Fourier-Bessel-Integrale zu ermöglichen. Diese Approximation ist zulässig, da nur über negative t -Werte integriert wird. Die absorptiven Korrekturen können nun mit Hilfe von (B6), (4.4) und (4.5) berechnet werden.

Zum diff. Wirkungsquerschnitt tragen bei $t = 0$ allein die Korrekturen zur π -Trajektorie bei:*

* Mit MP_i wird der Korrekturbeitrag der M-Trajektorie zur invarianten Funktion C_i bezeichnet.

$$\pi P_3 = \frac{1}{4\pi\lambda^2} S \zeta_3^{(1)} = \frac{1}{2} \zeta_3^{(1)} \int_0^\infty b db J_2(b\sqrt{t}) e^{-b^2/2} \pi_2(b) - \frac{1}{2} \zeta_3^{(1)} \int_0^\infty b db J_0(b\sqrt{t}) e^{-b^2/2} \pi_0(b) \quad (4.18)$$

mit
$$\pi_{0\lambda}(b) = \frac{2}{s} \int_0^\infty \sqrt{t-t'} \sqrt{t'} J_{0\lambda}(b\sqrt{t'}) \pi$$

Man erhält dann (mit $\alpha_\pi^1 = 0$ und $a = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$)

$$s^2 \frac{d\sigma}{dt} \bigg|_{t=0} = 4\pi |\pi P_3|^2 \approx \zeta_3^{(1)2} \cdot 190 \mu\text{b} \cdot v^2 \quad (4.19)$$

Der Vergleich mit dem experimentellen Wert von ca. $300 \mu\text{b} \cdot \text{GeV}^{-2}$ zeigt, daß bei dem gewählten Ansatz ein Absorptionsparameter von ungefähr 1,3 benötigt wird. Die Daten der πN -Streuung liefern dagegen nur $C^{(1)} = C(\pi\text{N}) \approx 0,65$.

Diesen Unterschied kann man eventuell auf die Vernachlässigung weiterer Zwischenzustände, wie z.B. N^* statt N , zurückführen. (Henyey et al.³⁾).

Legt man $C^{(1)}$ durch den Wert von $s^2 \frac{d\sigma}{dt}$ bei $t = 0$ fest, ist der π -Beitrag bis auf Variationen von α_π und A bestimmt. Die numerischen Rechnungen zeigen aber, daß die Abhängigkeit von diesen beiden Größen schwach ist. Der prinzipielle Verlauf des

π -Beitrages für $\alpha_\pi = 0,1$ ($t = 1$) und $a = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$ bzw. $a = 2(2,9 + 0,45(\ln v - \frac{1}{2})) \text{ GeV}^{-2}$ ist Bild 5 zu entnehmen. (Für den reggesierten πN -Beitrag wurde c_p so bestimmt, daß bei $\sqrt{s} = 8 \text{ GeV}^{-2}$ $a = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$, wie im nichtreggesierten Fall, ist.)

Der π -Beitrag beschreibt den Wirkungsquerschnitt fast allein. Starke Beiträge von C_2 sind also nicht mehr möglich. A_1 müßte

also Beiträge von $\text{Re}(C_3^{(-)} C_3^{(0)*})$ haben. Beiträge in $C_3^{(0)}$ werden z. B. durch die Budda-Trajektorie in $C_6^{(0)}$ erzeugt:

$$B = \frac{1}{4\pi/2} \frac{-t}{t-p^2} S \zeta^{(0)B} = -t c_B (v^{d_B} - (-v)^{d_B}) \quad (4.20)$$

$S C_6^{(0)}$ muß bei $t = \mu^2$ verschwinden, damit die Eichinvarianzrelation (2.8) erfüllt ist. Analog zu (4.18) können die Korrekturen zu $C_3^{(0)}$ berechnet werden. Man erhält:

$$B_3^P = \frac{1}{4\pi/2} \zeta^{(0)} = -2 c_B \zeta^{(0)} v^{d_B} \left\{ \frac{a}{(p_{d_B'} h v + a)}, \exp\left[\frac{t a_{d_B'} h v}{2(p_{d_B'} h v + a)}\right] - e^{-i E_{d_B} h v} \right\} \quad (4.21)$$

BP_3 ist nur schwach t -abhängig und verschwindet bei $t = 0$ nicht, genau wie πP_3 . Der Term $\text{Re}(\pi P_3 BP_3^*)$ kann also nicht $\Delta_\perp$ wiedergeben (siehe Bild 6), so daß der Ansatz I verworfen werden muß.

Eine Verbesserung kann nur erreicht werden, wenn der π -Beitrag nicht allein $S^2 d^2/dt^2$ liefert, wenn also $C^{(-)}$ kleiner gemacht werden kann. Man benötigt dazu aber weitere Beiträge zu $C_3^{(-)}$.

Diese kann der

Ansatz II

liefern. Es wird zusätzlich eine R-Trajektorie mit den Quantenzahlen des A_2 eingeführt. Die B-Trajektorie wird dagegen weggelassen.

Ansatz für R:

$$R = \frac{1}{4\pi/2} \frac{-t}{t-p^2} S \zeta^{(0)R} = t c_R (v^{d_R} + (-v)^{d_R}) \quad (4.22)$$

$$-R = \frac{1}{4\pi/2} \frac{-t}{t-p^2} S \zeta^{(0)R} - \frac{1}{4\pi/2} S \zeta_3^{(0)R}$$

R trägt nur zu $\frac{d^2}{dt^2}$ bei, hat also keinen Partner mit unnatürlicher Parität (evasive solution), denn:

$$s\zeta_3^{(n)} + 2 \frac{t}{t-1} s\zeta_3^{(n-1)} = 0 \quad (4.23)$$

Die R-Trajektorie ist nicht identisch mit der oben eingeführten A_2 -Trajektorie. Sie trägt auch nicht zu C_2 bei. Es muß sogar gelten:

$$\alpha_R(t) \neq \alpha_{A_2}(t) + n \quad n = 0, \pm 1$$

da sonst das Faktorisierungstheorem verletzt wird⁴⁾. Der Ansatz für die R-Trajektorie weicht vom Konzept des Regge-Pol-Modells für die invarianten Funktionen insofern ab, als die R-Trajektorie gleichzeitig zu zwei invarianten Funktionen beiträgt. Im Anhang C ist aber gezeigt, daß auch in diesem Fall das Faktorisierungstheorem erfüllt ist.

Bei $t = 0$ gilt jetzt:

$$s^2 \frac{d\zeta}{dt} \Big|_{t=0} = 4\pi / \pi P_3 + R P_3 \Big|^2 > 4\pi / \pi P_3 \Big|^2 + 8\pi R (\pi P_3 R P_3^*) \quad (4.24)$$

C^- kann also kleiner gewählt werden als beim Ansatz I. Die R-Beiträge haben weiterhin den Vorteil, daß sich bei $t = 0$ πP_3 und $R P_3$ addieren, bei $|t| < 0$ sich der R-Pol-Beitrag, der größer als der Korrekturterm ist, subtrahiert:

$$s\zeta_3^{(t)} \sim \pi P_3 + 2R + R P_3 \quad (4.25)$$

Δ_1 muß bei diesem Ansatz durch A_2 und ρ beschrieben werden. Schwierigkeiten machen dabei vor allem die Nullstellen der Trajektorien. Eine qualitative Überlegung zeigt, daß Δ_1 eine Nullstelle im interessierenden t -Bereich hat, wenn $\alpha_3 > \alpha_{A_2}$ ist:

$$\sqrt{t} s \zeta_2^{(t)} \sim A_2 + A_2 P_2$$

$$\sqrt{t} s \zeta_3^{(t)} \sim \rho + \rho P_2$$

Den prinzipiellen Verlauf dieser Terme zeigt Bild 7. Man erkennt, daß $R_0(C_2^{(1)} C_2^{(0)*})$ eine Nullstelle für $t < 12.1$ ($\zeta(t) = 0$) hat. Die A_2 -Trajektorie muß also höher als die ρ -Trajektorie liegen.

Die schwache Energieabhängigkeit der Daten erzwingt sehr tief liegende Trajektorien. Um noch in etwa konsistent mit den üblichen Werten für die Trajektorien zu sein, wurde der Achsenabschnitt von ρ und A_2 auf 0.3 nach unten begrenzt.

Für den beschriebenen Ansatz wurden die freien Parameter durch Anpassen an die Daten bei 8 und 16 GeV bestimmt. (Modell für hohe Energien). Die Ergebnisse einschließlich der Kurven für 3.4 und 5 GeV sind in Bild 8 bis 15 eingetragen. Neben dem festgehaltenen Wert von $a = 8.5 \text{ GeV}^{-2}$ und dem scaling-Faktor $s = t^2$ ergaben sich folgende Werte für die 12 Parameter:

$$\begin{aligned}
 \zeta^{(1)} &= 1.06 & \zeta^{(0)} &= 2.17 \\
 \alpha_\rho(t) &= 0.27 + t & c_\rho &= 4.68 \sqrt{s} \text{ GeV}^{-1} \\
 \alpha_{A_2}(t) &= 0.39 + 0.77t & c_{A_2} &= 1.21 \sqrt{s} \\
 \alpha_\zeta(t) &= 0.30 + 0.81t & c_\zeta &= -3.15 \sqrt{s} \\
 \alpha_\pi(t) &= 0.09(t - \mu^2)
 \end{aligned} \tag{4, 26}$$

Die Bilder zeigen, daß im Bereich des Vorwärtspeaks die Daten gut wiedergegeben werden. Damit werden die Ergebnisse der π - A_2 -Helizitätsmodelle mit absorptiven Korrekturen von Kramer et al sowie Jackson und Quigg³⁾ wiedergefunden. Denn mit $\alpha_\rho(t) = \alpha_{A_2}(t)$ geht der hier gewählte Ansatz für die Isovektor-Amplitude - und diese trägt in diesem t -Bereich fast allein zur Streuamplitude bei - in den Ansatz der genannten Autoren über, so daß die übereinstimmenden Ergebnisse erklärlich sind.

Für größere t -Werte ist die Energieabhängigkeit etwas zu stark. Eine Verbesserung kann man durch eine tiefer liegende ρ -Trajektorie erzielen, jedoch wurde aus dem obengenannten Grund darauf verzichtet.

Der notwendige große Interferenzterm zwischen der isoskalaren und Isevektor-Amplitude erzwingt die Dominanz der C_2 -Beiträge im Bereich des Minimums von R . Man erkennt an dieser Stelle die Bedeutung der gleichzeitigen Beschreibung der π^- und π^+ -Erzeugung.

Die Asymmetrieverhältnisse für polarisierte Photonen werden für $\sqrt{-t} \leq 0.6$ gut reproduziert. Für größere $|t|$ -Werte sind die Beiträge mit natürlicher Parität im Vergleich zu denen mit unnatürlicher Parität bei $\chi^2 = 3.4$ zu groß. Dies ist ebenfalls auf die starke Energieabhängigkeit der C_2 -Beiträge zurückzuführen.

Ein ernsthafter Mangel des Modells ist die Nullstelle der Asymmetrie T bei polarisiertem Target (Bild 14 und 15). Diese Nullstelle hat zwei Ursachen: Erstens die Nullstelle des Imaginärteils des ρ - und A_2 -Beitrages als Folge der Nullstellen der Trajektorien und zweitens ist der Realteil des (π^+R) -Beitrags zu $C_3^{(+)}$ im Bereich von $\sqrt{-t} = 0.4$ bis 0.6 sehr klein (siehe oben). Auch die Beseitigung der Nullstelle des ρ -Beitrages durch die Annahme des Mandelstam-Wang-Mechanismus²⁶⁾ für die ρ -Trajektorie bringt keine entscheidende Verbesserung: d_{π^+} , R und $A(\pi^+)$ haben den gleichen Verlauf wie beim vorausgegangenen Ansatz. Das Minimum von $A(\pi^-)$ liegt dagegen zu hoch ($A(\pi^-)_{\min} = 0.3$ bei $\chi^2 = 3.46$).

T hat zwar keine Nullstelle mehr, aber immer noch ein Maximum von $T = -0.18$ bei $\sqrt{-t} = 0.66$ und $\chi^2 = 16 \text{ GeV}^{*2}$

* Parameter für diesen Ansatz:

$$\begin{aligned} \chi^2 &= 121 & C^{(0)} &= 0.73 \\ d_R(t) &= 0.1 + 1.1t & C_2 &= 4.78 \sqrt{s} \cdot 6.0 \cdot 10^{-4} \\ d_{A_2}(t) &= 0.57 + 0.6t & C_{A_2} &= 0.68 \sqrt{s} \\ d_\rho(t) &= 0.30 + 1.06t & C_3 &= -1.75 \sqrt{s} \\ d_\pi(t) &= 0.12 (1 + \rho^2) \end{aligned}$$

Abhilfe kann also nur durch Einführung weiterer Trajektorien geschaffen werden. Mögliche Kandidaten sind A_1 , B und ρ' . Da es aber offen ist, welche Parität und welche G-Parität diese Beiträge haben müssen, wird auf sie verzichtet. Messungen der Asymmetrie bei polarisiertem Target für den Prozeß $\pi^- \rightarrow \pi^0$, sowie der Polarisationen des Rückstoßnukleons für beide Prozesse würde über die Art dieser Beiträge Aufschluß bringen.

Die lineare Extrapolation der R- und A_2 -Trajektorie zu $\alpha=2$ liefert $m_{A_1} = 1.32$ GeV und $m_{A_2} = 1.44$ GeV. Diesen beiden Trajektorien können also die Teilchen A_{2L} (1280) und A_{2H} (1323) zugeordnet werden.

Die im Vergleich mit anderen Modellen tief liegende ρ -Trajektorie deutet zusammen mit dem großen Absorptionsfaktor $C^{(0)}$ daraufhin, daß diese Trajektorie als eine effektive Trajektorie aufzufassen ist.

5) Das Eikonalmmodell

Das Eikonalmmodell in seiner reggeisierten Form²⁷⁾ versucht, den Mehrfachhaustausch von Reggepolen zu berücksichtigen, der bekanntlich zu Schnitten in der komplexen Drehimpulsebene führt²⁸⁾.

Man überführt dazu die Partialwellenreihe

$$\begin{aligned} f_{l, \lambda; l', \lambda'} &= \sum_j (2j+1) f_{l, \lambda; j, \lambda'}^j d_{j, \lambda; l, \lambda'}^{j, (m \neq 0)} \\ f_{l, \lambda; j, \lambda'}^j &= \frac{2}{i} (e^{i\chi_j} - 1)_{l, \lambda; j, \lambda'} \end{aligned} \quad (5.1)$$

mit Hilfe von (4.3) in ein Fourier-Bessel-Integral

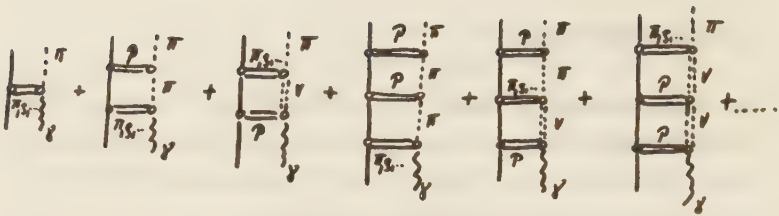
$$\begin{aligned} f_{l, \lambda; j, \lambda'} &= \frac{2}{i} \int_0^\infty b db J_{\lambda\lambda'}(b\sqrt{-t}) (e^{i\chi(b)} - 1)_{l, \lambda; j, \lambda'} \\ &= \frac{2}{i} \int_0^\infty b db J_{\lambda\lambda'}(b\sqrt{-t}) \left\{ \sum_n \frac{i^n}{n!} \chi^n(b) \right\}_{l, \lambda; j, \lambda'} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Der wesentliche Punkt des Modells von Arnold²⁷⁾ ist, daß der erste Term dieser Entwicklung mit dem Einfachhaustausch von Regge-Polen identifiziert wird:

$$\chi(b)_{l, \lambda; j, \lambda'} = \frac{2}{i} \int_0^\infty t' dt' J_{\lambda\lambda'}(b\sqrt{-t'}) f_{l, \lambda; j, \lambda'}^{t'} \quad (5.3)$$

Die höheren Terme der Reihe werden als Mehrfachhaustausch interpretiert.

Für die Photoproduktion sollen nur Terme, die durch Austausch eines Meson-Regge-Pols und Mehrfachhaustausch des Pomeron entstehen, berücksichtigt werden. Als Zwischenzustände werden neben πN auch Vektormeson-Nukleon-Zustände zugelassen, da die letzteren über Pomeron-Austausch durch Photonen erzeugt werden können. Es werden also folgende Graphen berücksichtigt:



Man erhält damit für die Helizitätsamplituden der Photoproduktion:

$$f_{\lambda_N, \lambda_V, \lambda_\pi} = \frac{5}{2i} \int_0^1 b(t) dt (b(t)) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \sum_{k=0}^{n-1} \left\{ \phi_{\lambda_N, \lambda_V, \lambda_\pi} \dots \phi_{\lambda_2, \lambda_1, \lambda_0} \right\} \quad (5.4)$$

$$\times \theta_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4} \cdot \chi_{\lambda_4, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7} \dots \chi_{\lambda_{n-2}, \lambda_{n-1}, \lambda_n, \lambda_{n+1}} \varphi_{\lambda_{n+1}, \lambda_N, \lambda_\pi}$$

$\varphi \dots$ ist das Eikonal der Photoproduktion von π -Mesonen für $k=0$
 " " " " " " " " Vektor-Mesonen für $k \neq 0$
 $\theta \dots$ " " " " V-Produktion von π -Mesonen
 $\phi \dots$ " " " " der elastischen VN-Streuung
 $\chi \dots$ " " " " πN - "

(Bei der isoskalaren Amplitude ist unter V die Summe von ω und φ zu verstehen).

Das Vektordominanzmodell liefert Relationen zwischen den Helizitätsamplituden verschiedener Prozesse und damit auch zwischen den Eikonalen:

$$\begin{aligned} \theta \dots (VN \rightarrow \pi N) &= f_{V/\rho} \varphi \dots (\gamma N \rightarrow \pi N) \\ \varphi \dots (\gamma N \rightarrow VN) &= c g_V \chi \dots (\pi N \rightarrow \pi N) \end{aligned} \quad (5.5)$$

Nimmt man noch Proportionalität zwischen den Eikonalen der elastischen Streuung an (Pomeranchuk-Dominanz) :

$$\phi_{\dots} (\nu N \rightarrow \nu N) = h_{\nu} \chi_{\dots} (\pi N \rightarrow \pi N) \quad (5.6)$$

ergibt sich schließlich, wenn das Pomeron wieder nur zur B-Amplitude der πN -Streuung beiträgt (siehe (4.12))

$$f_{\alpha\lambda'_1, \lambda'_2, \lambda_N}^{(\pi)} = \frac{s}{2i} \int_0^{\infty} b db J_{\alpha\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{(n-1)!} \chi_{\lambda'_1 \lambda'_2}^{n-1} \varphi_{\alpha\lambda'_1, \lambda'_2, \lambda_N}^{(\pi)} = \frac{1}{n} [g_{\nu} f_{\nu} + g_{\nu} f_{\nu} h_{\nu} + \dots + g_{\nu} f_{\nu} h_{\nu}^{n-2}] \quad (5.7)$$

Für den ρ -Beitrag gilt $g_{\nu} f_{\nu} = 1$ und $h_{\nu} = 1$ (siehe Kap. 4), so- mit vereinfacht sich (5.7) zu:

$$f_{\alpha\lambda'_1, \lambda'_2, \lambda_N}^{(\pi)} = \frac{s}{2i} \int_0^{\infty} b db J_{\alpha\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{(n-1)!} \chi_{\lambda'_1 \lambda'_2}^{n-1} \varphi_{\alpha\lambda'_1, \lambda'_2, \lambda_N}^{(\pi)} = \frac{s}{2i} \int_0^{\infty} b db J_{\alpha\lambda} e^{i\chi_{\lambda'_1 \lambda'_2}} \varphi_{\alpha\lambda'_1, \lambda'_2, \lambda_N}^{(\pi)} \quad (5.8)$$

Man erhält also den gleichen Ausdruck wie beim Absorptionsmodell (siehe 4.4). Im Gegensatz zum Absorptionsmodell liefert das Eikonalmmodell jedoch auch Korrekturen zur elastischen Streuung. Durch Berücksichtigung der ρ -Zwischenzustände gewinnt man also einen Faktor n für den n -ten Schnittbeitrag.

Der entscheidende Test für die Güte des Modells ist die Größe der π -Schnittbeiträge bei $t = 0$. Können diese Beiträge den Vorwärtspk des diff. Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion beschreiben? Um dies zu prüfen, muß das Eikonale der elastischen πN -Streuung bestimmt werden.

Mit dem Pomeron-Ansatz (4.12) erhält man aus (5.3)

$$i\chi_{\lambda'_1 \lambda'_2} = \frac{d}{n^2 x} e^{-b^2/4x} \quad \chi_{-\lambda'_1 \lambda'_2} = 0 \quad (5.9)$$

$$x = c_p + d_p' (\ln \nu - i\pi/2)$$

Einsetzen in (5.2) liefert:

$$f_{0, q, 0, q}^{\pi N} = -i s X \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n! n!} \left(\frac{d}{n^2 X} \right)^n e^{i 2/n} \quad (5.10)$$

$$f_{0, q, 0, q}^{\pi N} = 0$$

Die Parameter d , c_p , α_p' werden durch Anpassen an den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{tot}(\pi N) = \frac{8\pi}{s} \sum f_{0, q, 0, q}^{\pi N} \quad (5.11)$$

und den diff. Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi N) = \frac{4\pi}{s^2} |f_{0, q, 0, q}^{\pi N}|^2 \quad (5.12)$$

im Bereich von 8 bis 20 GeV bestimmt. Es ergab sich:

$$d = -2.94 \quad c_p = 1.78 \text{ GeV}^{-2} \quad \alpha_p' = 0.38 \text{ GeV}^{-2} \quad (5.13)$$

Bei den numerischen Rechnungen wurden Beiträge bis $n = 6$ berücksichtigt. Mit dem Ansatz (4.14) für die π -Trajektorie kann mit Hilfe von (5.3) und (5.8) der Beitrag zu σ_{tot} bei $t = 0$ berechnet werden. Für $\alpha_p' = 0.1$ ergibt sich:

$$s^2 \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} = 71.9 \mu\text{b GeV}^{-2}$$

Man erhält also wie beim Absorptionsmodell einen um etwa Faktor 4 zu kleinen Beitrag. Da die s - und t -Abhängigkeit der Schnittbeiträge schwach ist, sollte man für kleine Impulsüberträge dem Absorptionsmodell ähnliche Resultate erhalten, sofern man den fehlenden Faktor 4 erklären kann. Um das zu illustrieren wurden die Schnittbeiträge mit einem Faktor $\lambda^{(-)}$ multipliziert und $\lambda^{(-)}$ durch Anpassen an den Wert von $\frac{d\sigma}{dt}$ bei $t = 0$ bestimmt.

Der Verlauf des π -Beitrages ($\alpha_2' = 0.1$, $\lambda^{(0)} = 2.14$) ist Bild 5 zu entnehmen.

Setzt man für die isoskalare Amplitude statt (5.7):

$$f_{\pi, \lambda_N', \lambda_Y \lambda_N}^{(0)} = f_{\pi, \lambda_N', \lambda_Y \lambda_N}^{(0) \text{ ohne } \pi} + \lambda^{(0)} \frac{1}{2i} \int_{-1}^1 d\lambda \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n-1)!} \lambda^{n-1} \varphi^{(0)}_{\pi, \lambda_N', \lambda_Y \lambda_N} \quad (5.14)$$

mit $\lambda^{(0)}$ als freien Parameter an, erhält man für den Ansatz II des Kapitels 4 eine dem Absorptionsmodell vergleichbare Beschreibung der Daten. Auch hier ist für größere t-Werte die Energieabhängigkeit etwas zu stark. Das Minimum des Asymmetrieverhältnisses für polarisierte Photonen bei der π^- -Erzeugung ist wiederum zu ausgeprägt. Die Nullstelle der Asymmetrie T ist ebenfalls vorhanden. Bei der Rechnung wurde bis auf die Residuen der Parametersatz (4.26) verwendet. Für die Residuen ergaben sich die Werte:

$$c_2 = 3.10 \sqrt{\mu^2} \text{ GeV}^{-2} \quad c_4 = 1.12 \sqrt{\mu^2} \quad c_5 = -2.78 \sqrt{\mu^2} \quad (5.15)$$

Die Parameter $\lambda^{(1)}$ erhält man aus:

$$\lambda^{(1)} = c^{(1)} / c^{(0)} = c^{(1)} / 0.65 \quad (5.16)$$

$$\lambda^{(1)} = 1.63 \quad \lambda^{(0)} = 3.34$$

Die Einführung dieses Faktors ist im Rahmen des Eikonalmodells aber unbefriedigend. Die pauschale Berücksichtigung weiterer Zwischenzustände wie z. B. N^+ statt N würde zu im allgemeinen für jede Schnittordnung verschiedenen Parametern $\lambda_n^{(0)}$ führen. Der gesamte Effekt dieser $\lambda_n^{(0)}$ müßte dann den Faktor $\lambda^{(0)}$ ergeben.

6) Zusammenfassung

Bis auf die Asymmetrie T lassen sich die Photoproduktionsdaten mit dem Absorptionsmodell wiedergeben. t -abhängige Residuen und Einführung weiterer Regge-Trajektorien würden die Fits im Detail verbessern und auch die Nullstelle von T beseitigen.

Die absorptiven Korrekturen zur π - und R - Trajektorie, die hier die Rolle des Conspirators übernehmen, müssen mit einem Gewichtungsfaktor versehen werden, so daß der effektive Absorptionsparameter größer als 1 ist. Dieser Gewichtungsfaktor kann als der Effekt diffraktiv erzeugter inelastischer Zwischenzustände interpretiert werden.

Das Eikonalmmodell liefert im wesentlichen die gleichen Ergebnisse wie das Absorptionsmodell, jedoch sind hier die notwendigen Gewichtungsfaktoren sehr schwierig zu interpretieren.

Herrn Professor K. H. Mütter und Herrn Professor
F. Penzlin danke ich für viele Anregungen und ihr
Interesse an dieser Arbeit.

Anhang A: Die invariante Zerlegung von Ball⁶⁾

Die Ball'schen Kovarianten lauten:

$$\begin{aligned} N_{1\mu} &= i\gamma_5 \gamma^\mu \gamma_\mu & N_{5\mu} &= \gamma_5 \gamma_\mu \\ N_{2\mu} &= 2i\gamma_5 Q_\mu & N_{6\mu} &= \gamma_5 \gamma^\mu Q_\mu \\ N_{3\mu} &= 2i\gamma_5 q_\mu & N_{7\mu} &= \gamma_5 \gamma^\mu k_\mu \\ N_{4\mu} &= 2i\gamma_5 k_\mu & N_{8\mu} &= \gamma_5 \gamma^\mu q_\mu \end{aligned} \quad (\text{A } 1)$$

Der Zusammenhang zwischen den invarianten Funktionen C_i und den Ball'schen B_i ist:

$$\begin{aligned} C_1 &= B_5 + Q^\mu B_6 + k^\mu B_7 + q^\mu B_8 & C_5 &= -B_3 \\ C_2 &= B_6 & C_6 &= -B_2 \\ C_3 &= B_4 - MB_6 & C_7 &= B_7 + B_8 \\ C_4 &= B_8 & C_8 &= B_1 + 2(B_3 + B_4) \end{aligned} \quad (\text{A } 2)$$

Für transversale Photonen gilt:

$$N_1 \varepsilon = N_2 \varepsilon = 0 \quad (\text{A } 3)$$

Die Eichinvarianz liefert für reale Photonen die Relationen:

$$\begin{aligned} Q^\mu B_2 + q^\mu B_3 &= 0 \\ B_5 + Q^\mu B_6 + q^\mu B_8 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A } 4)$$

Anhang B: Zusammenhang zwischen Helizitätsamplituden und invarianten Funktionen

Für die Berechnung von Schnittkorrekturen zum Regge-Pol-Modell wird der Zusammenhang zwischen den s-Kanal-Helizitätsamplituden und den invarianten Funktionen benötigt. Der Vollständigkeit halber sei dieser Zusammenhang für die Vektormesonproduktion von π -Mesonen angegeben.

Für die Helizitätsamplituden gilt:

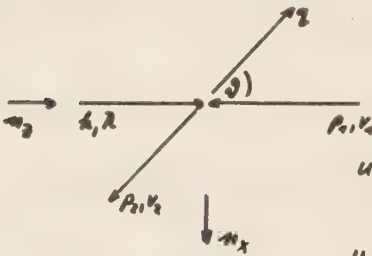
$$f_{0\lambda_2, \lambda_1} = \frac{1}{4\pi i} \bar{u}(p_1, \lambda_1) \left\{ \sum_{i,j} C_{ij} Q_{ij} \right\} u(p_2, \lambda_2) \varepsilon^\mu(k, \lambda) \quad (\text{B } 1)$$

Die Normierung ist dabei so gewählt, daß

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{s^2} \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda} |f_{0\lambda_2, \lambda_1}|^2 \quad (\text{B } 2)$$

Wählt man das Koordinatensystem so, daß der Photonenimpuls

in z-Richtung liegt, haben die Helizitätsspinoren folgende Gestalt:



$$u(p_1, \lambda_1) = \frac{1}{\sqrt{2n(n+E_1)}} \begin{pmatrix} n+E_1 \\ 2\lambda_1 |\vec{p}_1| \end{pmatrix} \chi_{-\lambda_1} \quad (\text{B } 3)$$

$$u(p_2, \lambda_2) = \frac{1}{\sqrt{2n(n+E_2)}} \begin{pmatrix} n+E_2 \\ 2\lambda_2 |\vec{p}_2| \end{pmatrix} e^{-i\frac{\theta}{2}\sigma_y} \chi_{-\lambda_2}$$

Beachtet man, daß der Polarisationsvektor

$$\varepsilon(\pm 1, k, \lambda_2) = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix} \quad \varepsilon(0, k, \lambda_2) = \begin{pmatrix} k/\sqrt{k^2} \\ 0 \\ 0 \\ \omega/\sqrt{k^2} \end{pmatrix} \quad (\text{B } 4)$$

mit $k = (\omega, k, \lambda_2)$

ist, können die Helizitätsamplituden berechnet werden.

$$f_{b_1, a_2} = f_{b_1, -1-a_2} = \sqrt{2} a \sin \vartheta_2 \left\{ -i b_+ (C_1' - A^2 C_2') + \frac{2}{3} C_2' [d_+ c_+ + |\vec{p}_1| \cos^2 \vartheta_2 (\kappa b_+ + \omega c_+)] \right. \\ \left. + C_3' (\omega b_- + \kappa c_-) + C_4' [\kappa b_+ + |\vec{p}_1| \cos^2 \vartheta_2 (\kappa b_+ + \omega c_+)] + C_5' |\vec{p}_1| \cos^2 \vartheta_2 (2C_5' - C_6') \right\}$$

$$f_{b_1, 1-a_2} = -f_{b_1, -1-a_2} = -\frac{2}{\sqrt{2}} a |\vec{p}_1| \sin \vartheta \sin \vartheta_2 \left\{ (\kappa b_- + \omega c_-) (\frac{2}{3} C_2' - C_3') - C_4' (2C_5' - C_6') \right\}$$

$$f_{c_1, -1-a_2} = f_{c_1, 1-a_2} = \frac{a}{\sqrt{2}} |\vec{p}_1| \sin \vartheta \cos \vartheta_2 \left\{ (\kappa b_+ + \omega c_+) (\frac{2}{3} C_2' - C_3') - C_4' (2C_5' - C_6') \right\}$$

$$f_{b_1, 1-a_2} = -f_{a_1, 1-a_2} = \sqrt{2} a \cos \vartheta_2 \left\{ -i b_+ (C_1' - A^2 C_2') + \frac{2}{3} C_2' [d_+ c_- - (\kappa b_- + \omega c_-) |\vec{p}_1| \sin^2 \vartheta_2] \right. \\ \left. + C_3' (\omega b_+ + \kappa c_+) + C_4' [\kappa b_- - |\vec{p}_1| \sin^2 \vartheta_2 (\kappa b_- + \omega c_-)] - C_5' |\vec{p}_1| \sin^2 \vartheta_2 (2C_5' - C_6') \right\}$$

$$f_{b_1, 0-a_2} = -f_{a_1, 0-a_2} = a \cos \vartheta_2 \left\{ \frac{i}{|\vec{p}_1|} (\omega b_+ + \kappa c_+) (C_1' - A^2 C_2') - 2|\vec{p}_1| \sin^2 \vartheta_2 C_4' (C_3' + \frac{2}{3} C_2') \right. \\ \left. - |\vec{p}_1| b_- C_3' + \frac{2}{|\vec{p}_1|} d_+ c_- C_5' + \frac{1}{|\vec{p}_1|} C_6' [\kappa b_- - (\kappa b_- + \omega c_-) 2|\vec{p}_1| \sin^2 \vartheta_2] \right\}$$

$$f_{0a_1, a_2} = f_{0-a_1, a_2} = -a \sin \vartheta_2 \left\{ \frac{i}{|\vec{p}_1|} (\omega b_- + \kappa c_-) (C_1' - A^2 C_2') - 2|\vec{p}_1| \cos^2 \vartheta_2 (\frac{2}{3} C_2' - C_3') \right. \\ \left. |\vec{p}_1| b_+ C_3' - \frac{2}{|\vec{p}_1|} d_+ c_+ C_5' - \frac{1}{|\vec{p}_1|} C_6' [\kappa b_+ + 2|\vec{p}_1| \cos^2 \vartheta_2 (\kappa b_+ + \omega c_+)] \right\} \quad (B 5)$$

Dabei wurden die Abkürzungen

$$a = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{(E_1+n)(E_2+n)}}$$

$$b_{\pm} = (E_2+n)(E_1+n) \pm |\vec{p}_1| |\vec{p}_2|$$

$$c_{\pm} = (E_2+n) |\vec{p}_1| \pm (E_1+n) |\vec{p}_2|$$

$$d_{\pm} = (E_1-E_2) \kappa + (|\vec{p}_1| - |\vec{p}_2| \cos \vartheta) \omega$$

verwendet.

Für große Energien erhält man speziell für die Photoproduktion:

$$f_{0\frac{1}{2},1\frac{1}{2}} = f_{0\frac{1}{2},-1-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-\frac{t}{2}} s \left(\frac{1}{2} G'_2 + G'_4 \right)$$

$$f_{0-\frac{1}{2},1-\frac{1}{2}} = f_{0\frac{1}{2},-1\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-\frac{t}{2}} s \left(\frac{1}{2} G'_2 - G'_4 \right)$$

(B 6)

$$f_{0\frac{1}{2},1-\frac{1}{2}} = -f_{0-\frac{1}{2},-1\frac{1}{2}} = -\frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{2}} \frac{t}{t-\gamma^2} s G'_6$$

$$f_{0-\frac{1}{2},1\frac{1}{2}} = -f_{0\frac{1}{2},-1-\frac{1}{2}} = -\frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{2}} \frac{t}{t-\gamma^2} s G'_6 - \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{2}} s G'_3$$

Für die Reggesierung der invarianten Funktionen benötigt man deren Zusammenhang mit den t-Kanal-Helizitätsamplituden. Dieser sei hier noch angegeben ⁵⁾:

$$\varphi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2},10} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ (\hat{k}E - p\hat{k}) G_{1/1} + \hat{k}E G'_2 - 2Ep G_{4/1} \right\} (1-z)^2$$

$$\varphi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2},10} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \hat{k} \left(G'_3 + \frac{t}{4n} G'_2 \right) + \frac{1}{2} p_{1/1} (t-\gamma^2) G'_4 \right\} (1+z) \quad (\text{B } 7)$$

$$\varphi_{-\frac{1}{2}\frac{1}{2},10} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \hat{k} \left(G'_3 + \frac{t}{4n} G'_2 \right) - \frac{1}{2} p_{1/1} (t-\gamma^2) G'_4 \right\} (1-z)$$

$$\varphi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2},10} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ (\hat{k}E + p\hat{k}) G_{1/1} + \hat{k}E G'_2 + 2Ep G_{4/1} \right\} (1-z)^2$$

mit

$$\hat{k} = \frac{1}{4E} (t-\gamma^2) \quad z = \cos \vartheta$$

$$p = \sqrt{\frac{t}{4} - n^2} \quad E = \frac{1}{2} \sqrt{t}$$

Der Zusammenhang zwischen den (reduzierten) PWA ist:

$$\begin{aligned}
 t_{\pi}^{(+j)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \rho^{\hat{h}} \left[G_3(j-1) \frac{j+1}{2j+1} + G_3(j+1) \frac{j}{2j+1} \right] - \frac{1}{2} (1-\rho^2) \frac{E}{H} G_4(j) \right. \\
 &\quad \left. + \rho^{\hat{h}} \frac{1}{4H} \left[G_4(j-1) \frac{j+1}{2j+1} + G_4(j+1) \frac{j}{2j+1} \right] \right\} \\
 t_{\pi}^{(-j)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \rho^{\hat{h}^2} G_3(j) + \frac{\hat{h}^2}{4H} G_2(j) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{E}{H} (1-\rho^2) \left[G_4(j-1) \frac{j+1}{2j+1} + G_4(j+1) \frac{j}{2j+1} \right] \right\} \\
 t_{\pi}^{(Hj)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{\rho^{\hat{h}}}{H} \left[G_3(j+1) - G_3(j-1) \right] + \rho^{\hat{h}} \left[G_2(j+1) - G_2(j-1) \right] \right\} \frac{1}{2j+1} \\
 t_{\pi}^{(-j)} &= - \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{\rho^{\hat{h}^2} E}{H} \left[G_3(j+1) - G_3(j-1) \right] \right. \\
 &\quad \left. + 2 \frac{\rho^{\hat{h}^2} E^2}{H} \left[G_4(j+1) - G_4(j-1) \right] \right\} \frac{1}{2j+1}
 \end{aligned} \tag{B 8}$$

Es wird auch noch der analoge Zusammenhang zwischen den PWA der NN-Streuung benötigt:

$$\begin{aligned}
 f_0^j &= (1-4n^2) \left\{ \rho^2 H_3(j+1) \frac{j+1}{2j+1} + \rho^{-2} H_3(j-1) \frac{j}{2j+1} \right\} - 4n^2 H_4(j) - t H_2(j) \\
 f_{\infty}^j &= (1-4n^2) \rho^2 H_1(j) - 4n^2 \left\{ \rho^4 H_3(j+1) \frac{j+1}{2j+1} + H_2(j-1) \frac{j}{2j+1} \right\} \\
 &\quad + t \left\{ \rho^4 H_3(j+1) \frac{j+1}{2j+1} + H_3(j-1) \frac{j}{2j+1} \right\} \\
 f_0^j &= (1-4n^2) \left\{ \rho^{-2} H_4(j-1) \frac{j+1}{2j+1} + \rho^2 H_4(j+1) \frac{j}{2j+1} \right\} - t H_2(j) - 4n^2 H_3(j) \\
 f_{\pi}^j &= -t \left\{ H_2(j-1) \frac{j+1}{2j+1} + \rho^4 H_2(j+1) \frac{j}{2j+1} \right\} + (1-4n^2) H_4(j) \\
 &\quad - 4n^2 \left\{ H_3(j-1) \frac{j+1}{2j+1} + \rho^4 H_3(j+1) \frac{j}{2j+1} \right\} \\
 f_{\pi}^j &= -4H \frac{1}{2j+1} \left\{ \rho^4 H_2(j+1) - H_2(j-1) + \rho^4 H_3(j+1) - H_3(j-1) \right\}
 \end{aligned} \tag{B 9}$$

Anhang C: Das Faktorisierungstheorem und die R-Trajektorie

Ein Regge-Pol in einer invarianten Funktion erzeugt ein Multi-
plett von parallelen Trajektorien, auf denen Resonanzen mit
gleicher Masse liegen. So erzeugen die Pole in C_2 Triplets
und die in C_6 Dubletts von Resonanzen mit gleicher Parität⁴⁾⁵⁾
Die Residuen der Vater- und Tochtertrajektorien erfüllen das
Faktorisierungstheorem für die reduzierten PWA der πN -Streu-
ung γ_0^j, γ_4^j , der NN-Streuung: $f_0^j, f_2^j, f_{00}^j, f_{04}^j, f_{24}^j$ und
der Photoproduktion $t_{04}^{(\pi)}, t_{24}^{(\pi)}$:

$$\tilde{f}_{\alpha\alpha}^{(\pi)}(t) \tilde{f}_{\alpha\alpha}^{(\pi)}(t) = \frac{t}{4} + \alpha(t) [\alpha(t) + 1] \tilde{f}_{\alpha\alpha}^{(\pi)}(t)^2 \quad (C 1)$$

$$\frac{1}{4} \frac{\tilde{\gamma}_0^{(\pi)}(t)}{\tilde{\gamma}_0^{(\pi)}(t)} + \alpha(t) [\alpha(t) + 1] = \frac{\tilde{f}_{24}^{(\pi)}(t)}{\tilde{f}_{04}^{(\pi)}(t)} = \frac{\tilde{f}_{24}^{(\pi)}(t)}{\tilde{f}_{04}^{(\pi)}(t)} \quad (C 2)$$

$$\frac{\tilde{f}_{04}^{(\pi)}(t)}{\tilde{f}_{24}^{(\pi)}(t)} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{t}{\alpha(t) [\alpha(t) + 1]}} \frac{\tilde{f}_2}{\tilde{f}_0} \quad (C 3)$$

Interessant ist dagegen der Fall der R-Trajektorie, die gleich-
zeitig zu C_3 und C_6 beiträgt. Aus (4.23) folgt für die Residuen
eines Pol $j = \alpha_j(t) = \alpha_6(t)$: die Relation:

$$G_3^j(t) = - \frac{2t}{t_{\pi^2}} G_6^j(t) \quad (C 4)$$

Aus (B 8) können die Residuen der PWA abgelesen werden. Es
ergibt sich:

$$j \rightarrow \alpha_j(t) = \alpha_3(t) + 1:$$

$$\frac{\tilde{t}_{24}^{(\pi)}}{\tilde{t}_{04}^{(\pi)}} = -4H(\alpha_3 + 2) \quad \tilde{t}_{24}^{(\pi)} = 0 \quad (C 5a)$$

$$\tilde{t}_{04}^{(\pi)} = \frac{1}{t_{\pi^2}} \frac{\tilde{h}}{H} \frac{1}{2\alpha_3 + 3} \left\{ \rho^2 G_3 + 2E\rho G_6 \right\} = 0$$

$$da \quad \frac{\rho \tilde{h}}{2E\rho} G_3 = - G_6$$

$$j \rightarrow d_3(H): \quad \begin{aligned} \tilde{t}_{\sigma_1}^{(1)} &= \tilde{t}_{\sigma_1}^{(1)} = \tilde{t}_{\sigma_1}^{(1)} = 0 \\ \tilde{t}_{\sigma_1}^{(1)} &= \frac{1}{12} h^2 \zeta_3 \end{aligned} \quad (C \ 5b)$$

$$j \rightarrow d_3(H)-1: \quad \begin{aligned} \tilde{t}_{\sigma_1}^{(1)} / \tilde{t}_{\sigma_1}^{(1)} &= n(d_3-1) \\ \tilde{t}_{\sigma_1}^{(1)} &= \tilde{t}_{\sigma_1}^{(1)} = 0 \end{aligned} \quad (C \ 5c)$$

Ein Pol in den korrespondierenden invarianten Funktionen H_3 und H_5 (siehe Eichinvarianzrelation 2. 8) liefert den folgenden Beitrag zu den PWA (siehe B 9):

$$\begin{aligned} d_5 &= d_3 + 1 \\ f_o^j &= (t-4n^2) \left\{ \rho^2 h_3 \frac{d_3}{2d_3-1} \frac{1}{j+1-d_3} + \rho^2 h_3 \frac{d_3+1}{2d_3+3} \frac{1}{j-1-d_3} \right\} \\ &\quad - t h_5 \frac{1}{j-d_3-1} \\ f_{oo}^j &= -t \left\{ \rho^2 h_3 \frac{d_3}{2d_3-1} \frac{1}{j+1-d_3} + h_3 \frac{d_3+1}{2d_3+1} \right\} \\ f_a^j &= -4n^2 h_3 \frac{1}{j-d_3} \\ f_{aa}^j &= -4n^2 \left\{ h_3 \frac{d_3+2}{2d_3+2} \frac{1}{j-1-d_3} + \rho^2 h_3 \frac{1}{j+1-d_3} \frac{d_3-1}{2d_3-1} \right\} \\ f_{ao}^j &= 4n \left\{ h_3 \rho^2 \frac{1}{2d_3-1} \frac{1}{j+1-d_3} - h_3 \frac{1}{2d_3+1} \frac{1}{j-1-d_3} \right\} \end{aligned} \quad (C \ 6)$$

Die Relationen (C 1) und (C 2) sind erfüllt, da H_5 nur zu f_o^j beiträgt und ein Pol in einer invarianten Funktion das Faktorisierungstheorem erfüllt⁴⁾. Für die Residuen der Pole in f_o^j und f_1^j erhält man dagegen:

$$j \rightarrow d_3(H)+1: \quad \tilde{f}_o = 4h_3 \frac{d_3+1}{2d_3+1} - t h_5 \quad \tilde{f}_1 = 0 \quad (C \ 7a)$$

$$j \rightarrow d_3(H): \quad \tilde{f}_o = 0 \quad \tilde{f}_1 = -4n^2 h_3 \quad (C \ 7b)$$

$$j \rightarrow d_3(H)-1: \quad \tilde{f}_o = \frac{1}{4} (t-4n^2) h_3 \frac{d_3}{2d_3-1} \quad \tilde{f}_1 = 0 \quad (C \ 7c)$$

Der Vergleich mit (C 5) zeigt, daß die Relation (C 3) für die Vatertrajektorie erfüllt ist, wenn:

$$h_3 = \frac{4}{5} \frac{2d_3+1}{d_3+1} h_5 \quad (\text{C } 8)$$

gesetzt wird. (C 3) ist auch für die erste Tochtertrajektorie erfüllt, jedoch für die zweite Tochter verletzt. Diese Verletzung ist in Hochenergiemodellen aber ohne Bedeutung.

Die R-Trajektorie führt also auch in der NN-Streuung zu einer evasiven Lösung (siehe C 8) und sagt für $d_R = 2$ ein $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})^-$ -Quartett $j^P = 2^+, 1^+, 0^+, 0^-$ voraus. Die ersten drei Resonanzen können mit A_{2H} (1320), A_1 (1070) und π_{μ} (1016)³⁰⁾ identifiziert werden. Das 0^- -Teilchen könnte das $A_{1,5}$ (1170) oder das $\mathcal{F}$ (966) sein.

Literaturverzeichnis

- 1) J. S. Ball, W. R. Frazer und M. Jacob Phys. Rev. Lett.
20, 518 (1968)
- F. S. Henyey Phys. Rev. 170, 1619 (1970)
- 2) D. Amati, G. Cohen-Tannoudji, R. Jengo und Ph. Salin
 Phys. Lett. 26B, 510 (1968)
- J. Frøylund und D. Gordon Phys. Rev. 177, 2500 (1969)
- I. Bender, H. G. Dosch und H. J. Rothe Nuov. Cim.
62A, 1026 (1969)
- 3) J. D. Jackson und C. Quigg Phys. Lett. 29B, 236 (1969)
 Nucl. Phys. B 22, 301 (1970)
- F. Henyey, G. L. Kane, J. Pumplin und M. H. Ross
 Phys. Rev. 182, 1579 (1969)
- G. L. Kane, F. Henyey, D. R. Richard und M. Ross
 Phys. Rev. Lett. 25, 1519 (1970)
- M. L. Blackmon, G. Kramer und K. Schilling Nucl. Phys.
B 12, 495 (1969)
- G. Benfatto, F. Nicoló und G. C. Rossi Lett. Nuov. Cim.
1, 537 (1969)
- 4) K. H. Mütter Nucl. Phys. B 8, 311 (1968)
- 5) K. H. Mütter und E. Tränkle Phys. Rev. 184, 1555 (1969)
- 6) J. S. Ball Phys. Rev. 124, 2014 (1961)
- 7) G. Chew, M. Goldberger, F. Low und Y. Nambu Phys. Rev.
106, 1345 (1957)
- 8) P. Heide, U. Kötz, R. A. Lewis, P. Schmüser, H. J. Skronn
 und H. Wahl Phys. Rev. Lett. 21, 248 (1968)
- 9) A. M. Boyarski, R. Diebold, S. D. Ecklund, G. E. Fischer
 Y. Murata, B. Richter und W. S. C. Williams
 Phys. Rev. Lett. 1767 (1968)
- 10) A. M. Boyarski, F. Bulos, W. Buszu, R. Diebold, S. D.
 Ecklund, G. E. Fischer, J. Rees und B. Richter
 Phys. Rev. Lett. 300 (1968)
- 11) A. M. Boyarski, F. Bulos, W. Busza, R. Diebold, S. D.
 Ecklund, G. E. Fischer, Y. Murata, B. Richter und W. S. C.
 Williams Vienna Conf. (1969) Abstr. 430

- 12) Z. Bar-Yam, J. de Pagter, M. M. Hoenig, W. Kern, D. Luckey und L. S. Osborne Phys. Rev. Lett. 19, 40 (1967)
- 13) H. Burfeindt, G. Buschhorn, C. Geweniger, P. Heide, R. Kotthaus, H. Wahl und K. Wegener Phys. Lett. 33 B, 509 (1970)
- 14) H. Burfeindt, G. Buschhorn, C. Geweniger, P. Heide, R. Kotthaus, H. J. Skronn, H. Wahl und K. Wegener
Liverpool Conf. (1969) Abstr. 86
- 15) C. Geweniger, P. Heide, U. Kötz, R. A. Lewis, P. Schmüser, H. J. Skronn, H. Wahl und K. Wegener Phys. Lett. 29 B, 41 (1969) und Phys. Lett. 28 B, 155 (1969)
- 16) Z. Bar-Yam, J. de Pagter, J. Dowd, W. Kern, L. S. Osborne und D. Luckey Phys. Rev. Lett. 24, 1078 (1970)
Phys. Rev. Lett. 25, 1053 (1970)
- 17) M. Borghini, A. Boyarski, O. Chamberlain, R. Diebold, S. D. Ecklund, R. Fuzesy, W. Gorn, C. C. Morehouse, Y. Murata, T. Powell, B. Richter, P. Robrich, S. Rock, S. Shannon, G. Shapiro, R. Sieman, H. Weisberg
Phys. Rev. Lett. 25, 835 (1970)
- 18) N. Sopkovitch Nuov. Cim. 26, 186 (1962)
K. Gottfried und J. D. Jackson Nuov. Cim. 34, 735 (1964)
- 19) G. Kramer, K. Schilling und L. Stodolsky Nucl. Phys. B5, 317 (1968)
- 20) R. Anderson et al Phys. Rev. D1, 27 (1970)
- 21) H. Meyer et al Phys. Lett. 33B, 189 (1970)
- 22) Ballam et al Phys. Rev. Lett. 24, 960 (1970)
- 23) L. Criegee et al Phys. Rev. Lett. 25, 1306 (1970)
- 24) H. Alvensleben et al Phys. Rev. Lett. 24, 786 (1970)
Phys. Rev. Lett. 24, 792 (1970)
Nucl. Phys. B 18, 333 (1970)
- 25) P. Kroll und E. Tränkle Z. f. Physik 228, 295 (1969)
- 26) S. Mandelstam und L. L. Wang Phys. Rev. 160, 1490 (1967)
- 27) R. C. Arnold Phys. Rev. 153, 1523 (1967)
- 28) S. Mandelstam Nuov. Cim. 30, 1127 (1963)
Nuov. Cim. 30, 1148 (1963)
- 29) S. Mandelstam und L. L. Wang Phys. Rev. 160, 1490 (1967)
- 30) Rosenfeld et al Phys. Lett. 33 B, 1 (1970)

Bild 1 bis 4: $\xi_L, \Delta_L, \xi_H, \Delta_H$ bei $\Delta_L = 3.4$ GeV

Daten von Ref. 8) 12) 13) 14) 15)

Bild 5: Diff. Wirkungsquerschnitt für π^+ -Erzeugung bei 8, 11 und 16 GeV im Vergleich mit dem π -Beitrag.

Daten von Ref. 10) und 11)

Durchgezogene Kurve: $d_T(t) = a/(t-\mu^2)$ $a = 8.56 \text{ mb}^{-2}$

Gestrichelte Kurve: $d_T(t) = a/(t-\mu^2)$ $a = 2(2.3 + 1.5(\ln t - \ln 2)) \text{ mb}^{-2}$

Strichpunktierte Kurve: $d_T(t) = a/(t-\mu^2)$ $a = 2.34$

$c_p = 1.38 \text{ mb}^{-2}$ $d_p' = 0.38 \text{ mb}^{-2}$ (Eikonalmodell)

Bild 6: Qualitativer Verlauf von $R(\pi P_3 P_3^*)$

Bild 7: Qualitativer Verlauf des A_2^- , $A_2 P_2^-$, S^- und $S P_2^-$ -Beitrag zu C_2 .

Bild 8) Diff. Wirkungsquerschnitt für π^+ -Erzeugung bei 3.4 und 5 GeV

Daten von Ref. 8) 10) 11) und 12)

Ausgezogene Kurve: Fit bei 3.4 GeV

Gestrichelte Kurve: Fit bei 5 GeV

Bild 9: Diff. Wirkungsquerschnitt für π^+ -Erzeugung bei 8, 11 und 16 GeV.

Daten von Ref. 10) und 11)

Ausgezogene Kurve: Fit bei 8 GeV

Gestrichelte Kurve: Fit bei 16 GeV

Bild 10: Verhältnis der diff. Wirkungsquerschnitte für π^- und π^+ -Erzeugung bei 3.4 und 5 GeV Daten von Ref. 8) und 12)

Ausgezogene Kurve: 3.4 GeV

Gestrichelte Kurve: 5.0 GeV

Bild 11) Verhältnis der diff. Wirkungsquerschnitte für π^- und π^+ -Erzeugung bei 8 und 16 GeV

Daten von Ref. 9)

Ausgezogene Kurve: 8 GeV

Gestrichelte Kurve: 16 GeV

Bild 12: Asymmetrie für π^+ -Erzeugung

Daten von Ref. 13) und 15)

Ausgezogene Kurve: 3.4 GeV

Gestrichelte Kurve: 8 GeV

Bild 13: Asymmetrie für π^- -Erzeugung

Daten von Ref. 14) 15) und 16)

Ausgezogene Kurve: 3.4 GeV

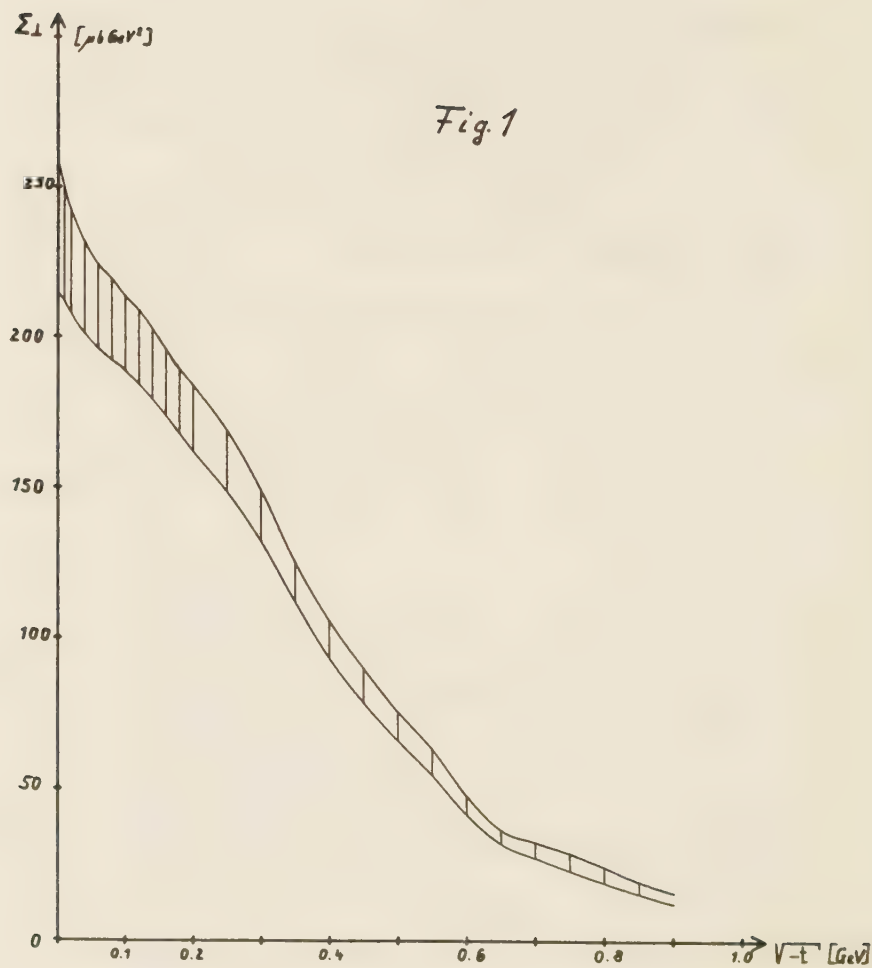
Gestrichelte Kurve: 8 GeV

Bild 14: Asymmetrie bei polarisiertem Target (5 GeV)

Daten von Ref. 17)

Bild 15: wie Bild 14, jedoch bei 16 GeV

Fig. 1



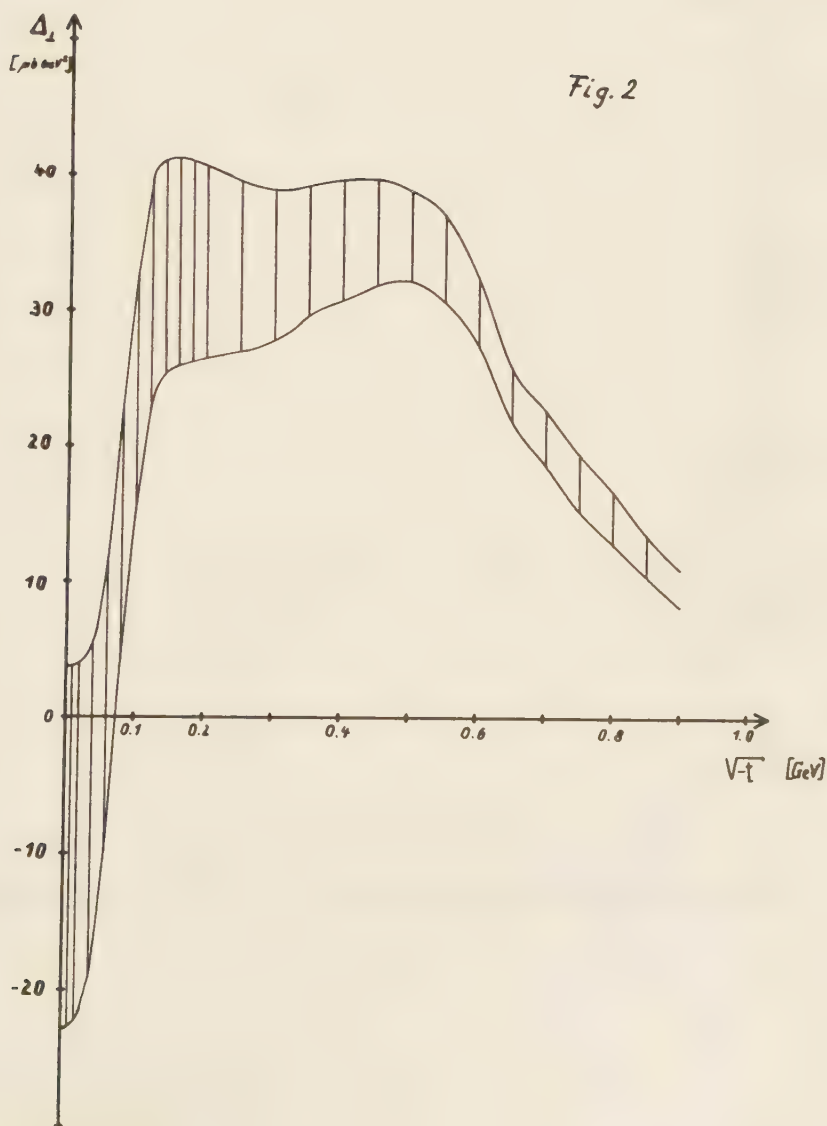
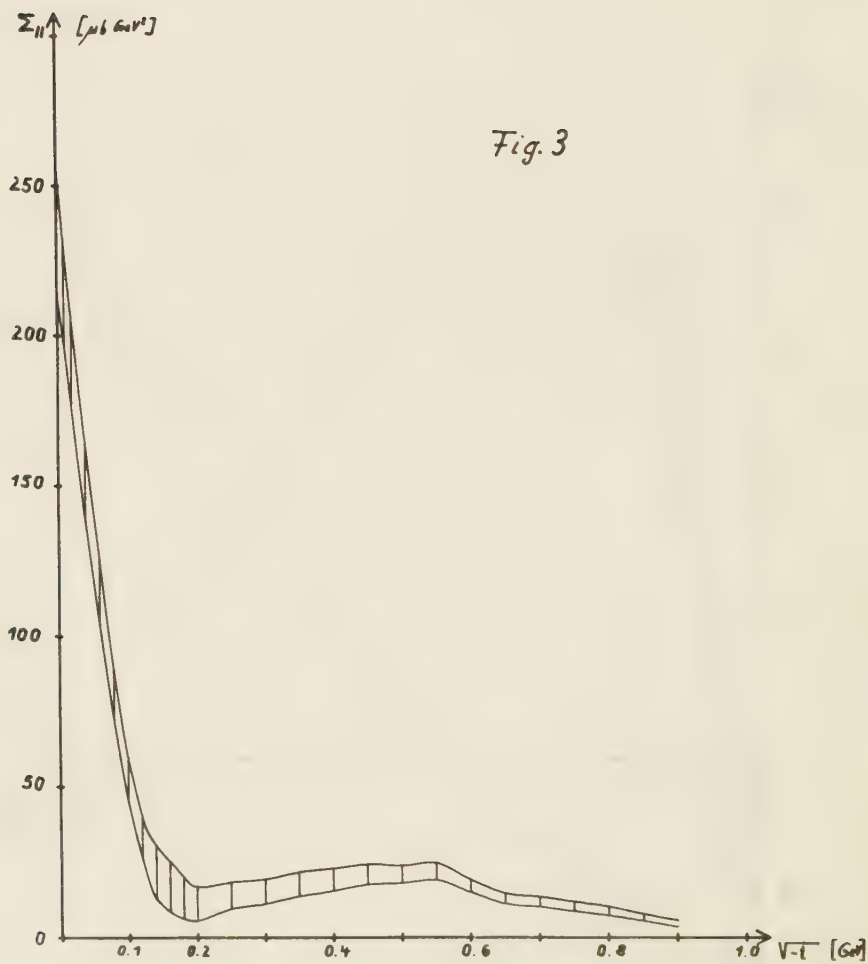


Fig. 3



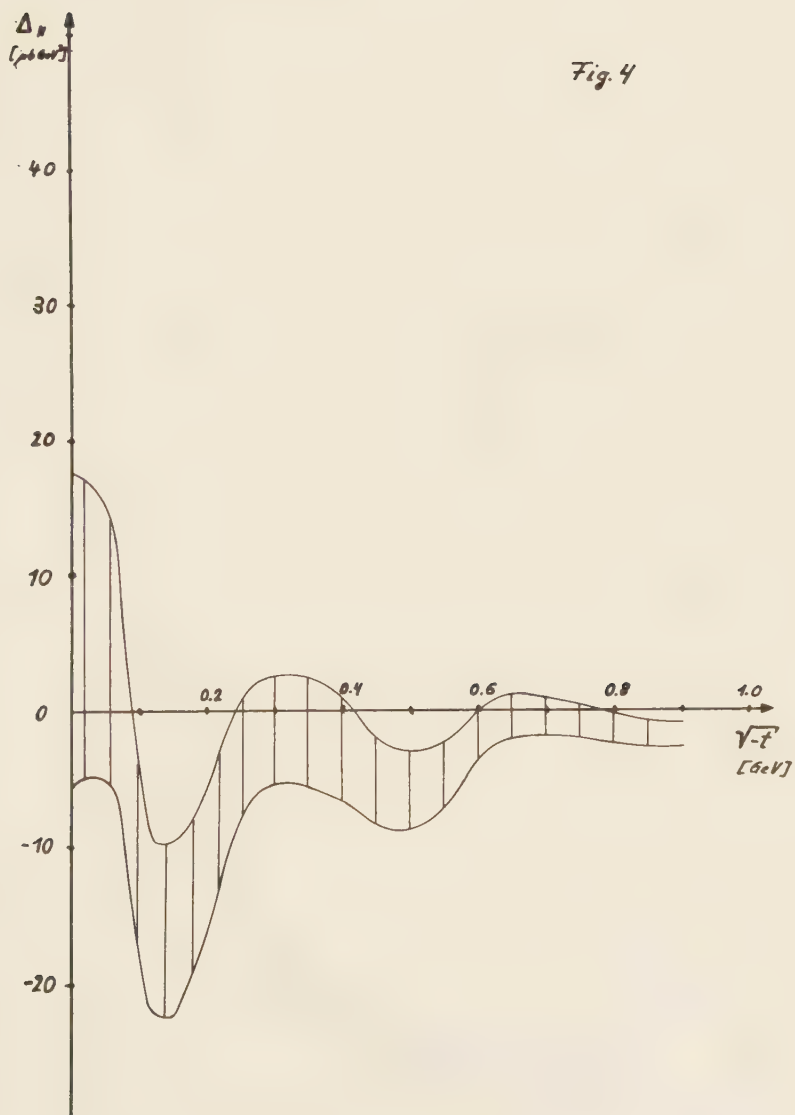
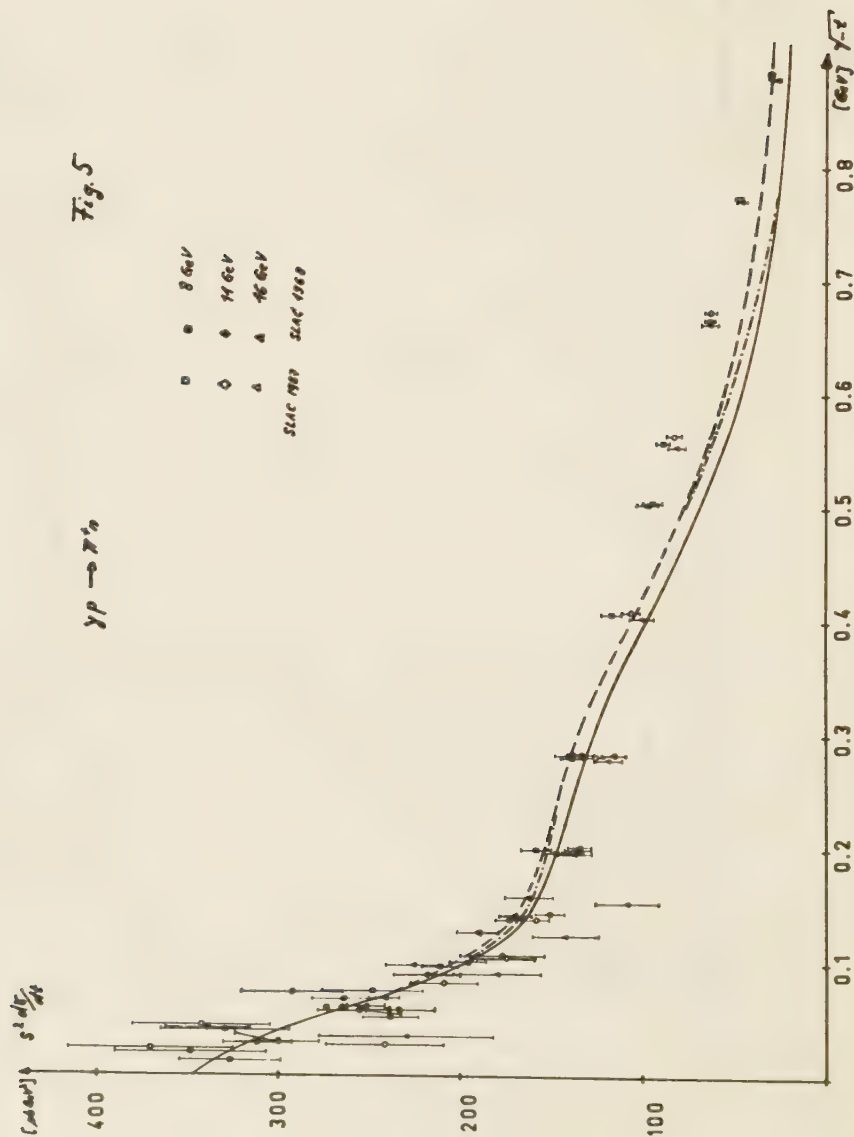


Fig. 4

Fig. 5



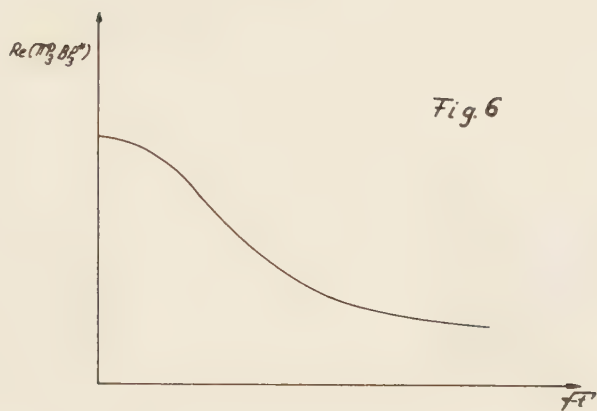


Fig. 6

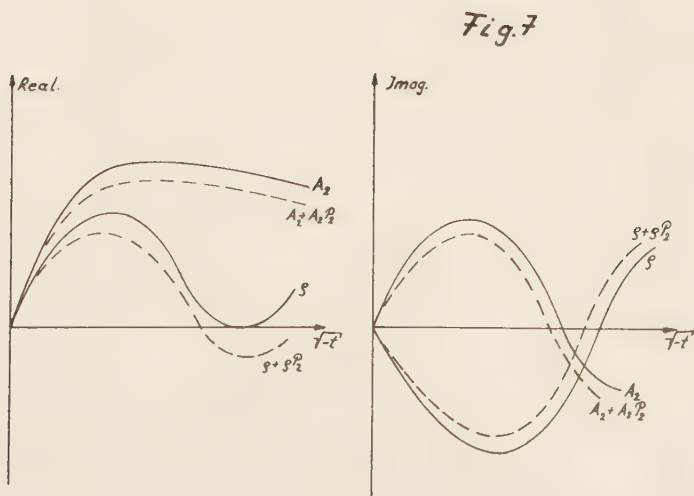


Fig. 7

$\gamma p \rightarrow \pi^0$

Fig. 8

- 24 GeV } DESY
- × 5.0 GeV }
- 24 GeV CEA
- △ 5.0 GeV SLAC 1968
- △ 5.0 GeV SLAC 1967

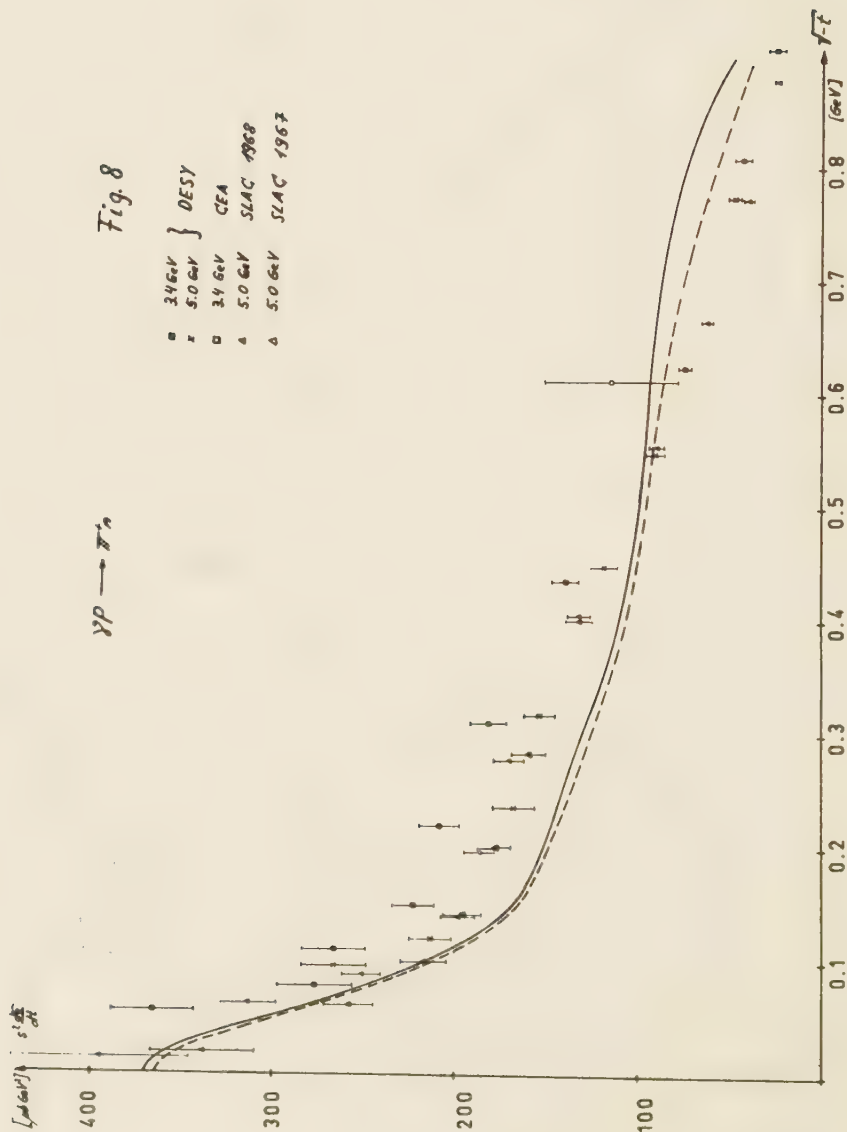


Fig. 9

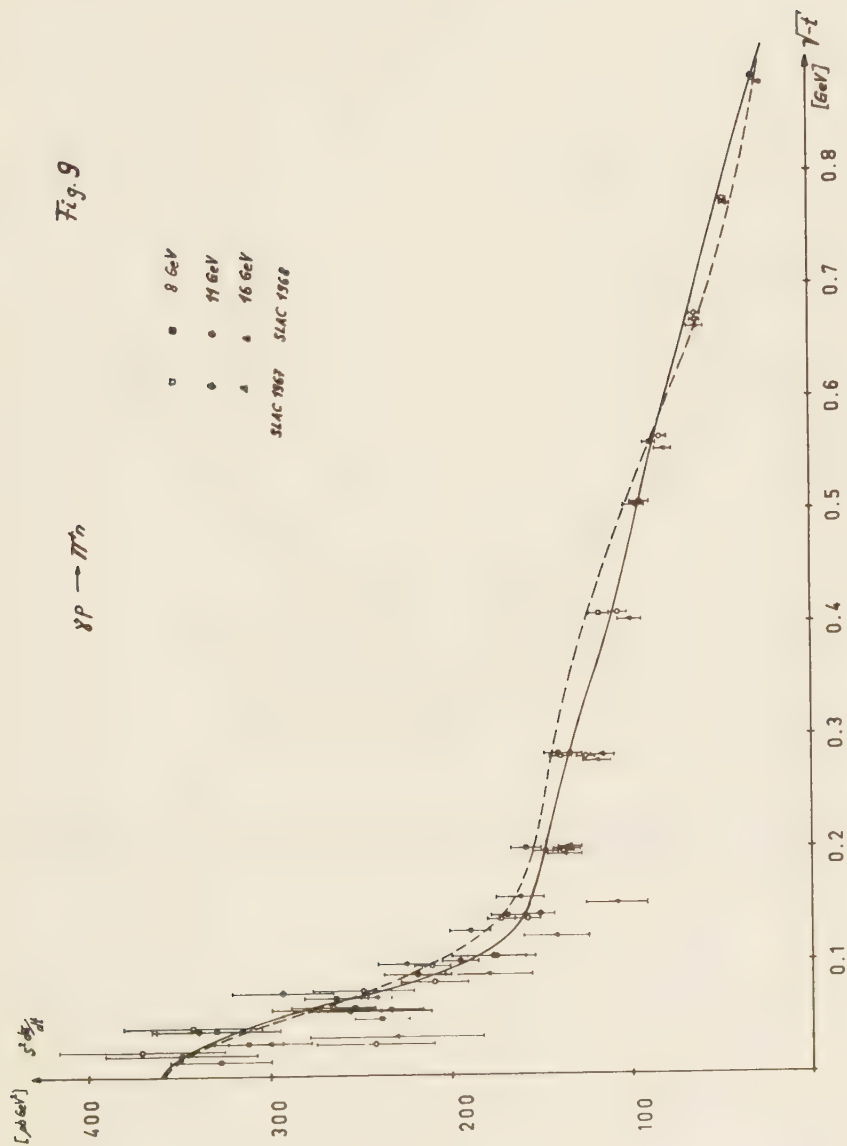


Fig. 10

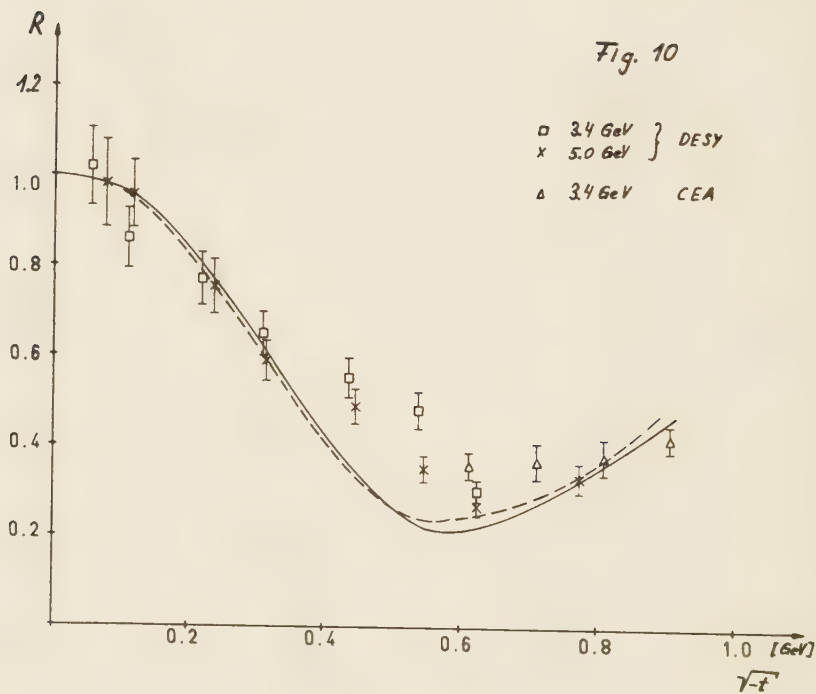
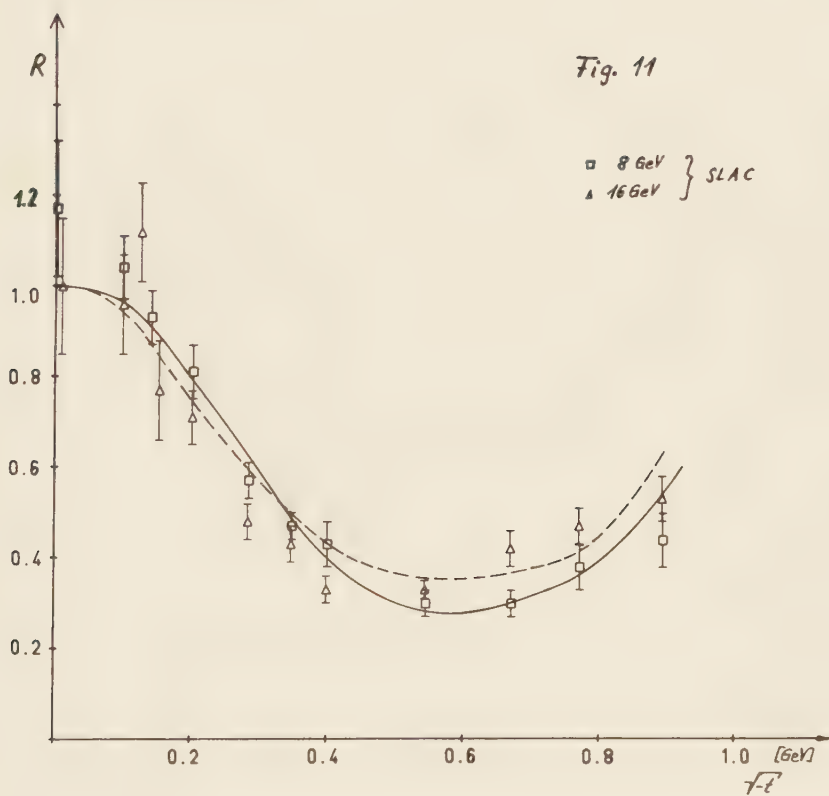


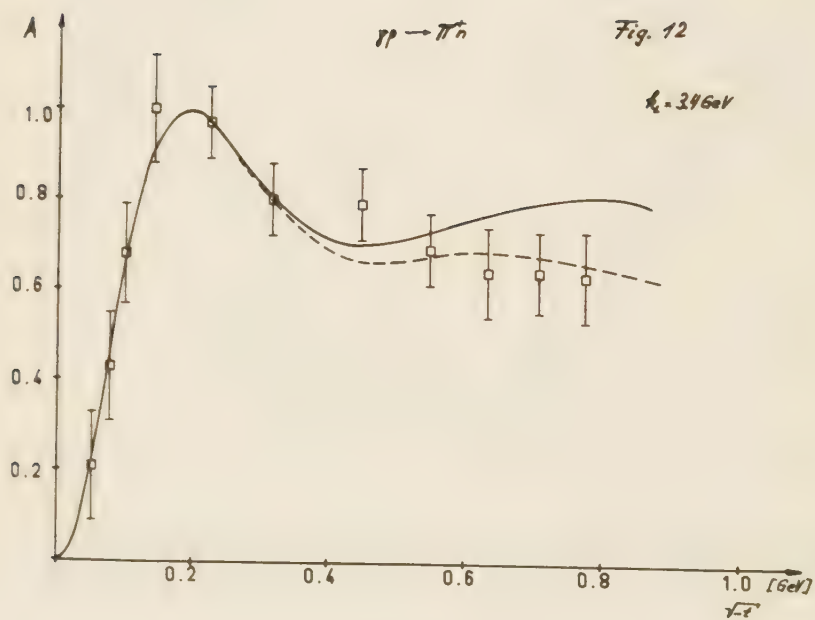
Fig. 11



$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$

Fig. 12

$k_{\perp} = 346 \text{ eV}$



$\gamma n \rightarrow \pi^0 p$

Fig. 13

